

esden

1

2

MAG

**Der Sammlung des Wiss.-Photoгр. Inst.  
d. Techn. Hochsch. unter Vorbehalt des Rück-  
kaufrechtes überwiesen von  
Prof. Dr. R. Luther.**



Prof. Dr. H. Lipp  
München  
1895

OPTISCHES HILFSBUCH  
FÜR PHOTOGRAPHIERENDE

Die Kunst der Malerei  
in der Antike und  
in der Neuzeit  
von  
Prof. Dr. R. Lohse

Prof. Dr. R. Luther  
Dresden

*R. Luther*

OPTISCHES HILFSBUCH  
FÜR PHOTOGRAPHIERENDE



# OPTISCHES HILFSBUCH FÜR PHOTOGRAPHIERENDE

0 14

VON

DR. HANS HARTING

KAISERL. REGIERUNGSRAT

MIT 56 FIGUREN IM TEXT



Wiss.-photogr. Institut  
der Techn. Hochschule  
DRESDEN A 24, George-Bähr-Str. 1

---

VERLAG VON GUSTAV SCHMIDT  
(VORM. ROBERT OPPENHEIM)  
BERLIN 1909

Zell, m012, MAG, NM

Alle Rechte vorbehalten

Druck der Spamerschen Buchdruckerei in Leipzig

0593 00392 001



## Vorwort.

Dieses Buch ist für Liebhaber- und Berufsphotographen geschrieben. Es soll die Grundsätze der geometrischen Optik erklären, auf denen die Konstruktion des photographischen Objectives beruht. Da es einen gewissen Umfang nicht überschreiten durfte, mußte ich davon absehen, auf Einzelheiten einzugehen und jede Theorie, z. B. die der Strahlenbegrenzung nach Abbe, erschöpfend zu behandeln. Aus demselben Grunde verzichtete ich auch auf die Darstellung der Stereoskopie; ich verweise auf das vortreffliche Buch von Dr. W. Scheffer: „Anleitung zur Stereoskopie“, Berlin, Verlag von Gustav Schmidt, 1904.

Sollten Freunde der Photographie zu eingehenderem Studium ihres Hauptwerkzeuges, nämlich des Objectives, durch die folgenden Betrachtungen angeregt werden, so ist deren Zweck erfüllt.

Berlin, im April 1909.

H. Harting.



## Inhalts-Übersicht.

	Seite
1. Lichtquellen, Ausbreitung des Lichtes . . . . .	1
2. Die Lochkamera . . . . .	4
3. Verlauf der Lichtstrahlen beim Übergang in ein anderes Medium . . . . .	12
4. Brechung des Lichtes an mehreren Ebenen . . . . .	19
5. Spiegelung des Lichtes an gekrümmten Flächen . . . . .	26
6. Die einfache Linse . . . . .	34
7. Die zentrierten Linsensysteme . . . . .	42
8. Die Verwirklichung der optischen Abbildung . . . . .	53
A. Die sphärische Abweichung eines axialen Büschels . . . . .	55
B. Die Abweichungen bei der Abbildung einer kleinen achsen- nahen Fläche . . . . .	61
C. Der Astigmatismus . . . . .	63
D. Die Koma . . . . .	68
E. Die Bildfeldwölbung . . . . .	70
9. Die Strahlenbegrenzung . . . . .	72
10. Die Orthoskopie . . . . .	77
11. Die Helligkeit des Bildes . . . . .	80
12. Die Tiefenschärfe . . . . .	90
13. Die Farbenabweichungen und das optische Glas . . . . .	99
14. Die hauptsächlichsten photographischen Objektive . . . . .	111
I. Astigmaten . . . . .	112
II. Anastigmaten . . . . .	123
15. Reflexion und Absorption in photographischen Objektiven . . . . .	149
16. Das Teleobjektiv . . . . .	153
17. Anhang . . . . .	161





## 1. Lichtquellen, Ausbreitung des Lichtes.

Wir unterscheiden leuchtende und beleuchtete Körper. Zu den ersteren ist vor allem die Sonne als wichtigste nicht irdische Lichtquelle zu rechnen, ferner jeder über einen gewissen Wärmegrad erhitzte und dadurch selbstleuchtend gewordene Körper. Zu dieser letzten Gruppe gehören alle in der Photographie gebräuchlichen künstlichen Lichtquellen, z. B. Magnesiumlicht, der elektrische Flammenbogen, die Nernstlampe usw. Auch die phosphoreszierenden Körper können in Betracht kommen, z. B. die Balmainsche Leuchtfarbe.

Leuchtende Körper

Fällt das von einem leuchtenden Körper ausgehende Licht auf einen nichtleuchtenden, so kann ein Teil der Strahlung durch Zurückwerfung an der Oberfläche in unser Auge gelangen. Dann erscheint uns dieser Körper beleuchtet. So gibt der dunkle Mond das Sonnenlicht an uns weiter. Wie stark der beleuchtete Körper leuchtet, hängt sowohl von der besonderen Beschaffenheit seiner Oberfläche, wie von der Stellung des leuchtenden und des beleuchteten Körpers zum Auge des Beobachters ab. Der erste dieser beiden Faktoren läßt sich durch Versuche zahlenmäßig bestimmen; er schwankt in sehr weiten Grenzen. Während z. B. frischgefallener Schnee einen sehr großen Teil des auffallenden Lichtes in unregelmäßiger Weise oder diffus zurückwirft, erscheint uns Lampenruß oder Platinmohr fast schwarz, da beinahe die ganze Strahlung absorbiert wird.

Beleuchtete Körper

Befindet sich eine Lichtquelle in einem isotropen Medium, dessen physikalische Eigenschaften nämlich nach allen Richtungen des Raumes hin gleich sind, so breitet sich die Strahlung gleichmäßig aus, und zwar mit einer Geschwindigkeit

Geschwindigkeit des Lichtes

keit, die von der Beschaffenheit des Mediums abhängt. Sie beträgt nach Michelson für den luftleeren Raum etwa 299 850 km in der Sekunde und ist von der Intensität der Strahlung unabhängig. Diese Zahl stimmt mit der für die Fortpflanzungsgeschwindigkeit elektrischer Wellen ermittelten genau überein, so daß auch hierin ein Beweis für die Wesensgleichheit der elektrischen und der Lichtstrahlung gegeben sein dürfte.

Inwieweit die Geschwindigkeit des Lichtes von seiner Farbe abhängt, werden wir später sehen. Hier sei nur erwähnt, daß für den luftleeren Raum die Fortpflanzungsgeschwindigkeit unabhängig von der Farbe zu sein scheint.

Definitio-  
nen

Schneiden wir von den nach allen Seiten eines verschwindend kleinen leuchtenden Körpers, d. h. eines Punktes, ausgehenden Lichtstrahlen einen Kegel heraus, dessen Spitze in diesem Punkte liegt, so erhalten wir ein Lichtbüschel, und zwar ein homozentrisches. Seine Achse liegt in der Geraden, zu der das Büschel symmetrisch verläuft. Verfolgen wir es in seiner Ausbreitung vom leuchtenden Punkte fort, so nennen wir es divergent, umgekehrt, in der Richtung auf seinen Schnittpunkt zu, konvergent. Sämtliche Erscheinungen, die uns die Lichtstrahlung darbietet, können wir unter dem Gesichtspunkte des Prinzipes von der Umkehrbarkeit der Strahlenwege betrachten, da jeder Strahl seinen gleichviel in welcher Art und Weise veränderten Weg auch rückwärts bis zu seinem Ausgangspunkte zu durchlaufen vermag.

Umkehr-  
barkeit des  
Licht-  
weges

Zusam-  
menhang  
zwischen  
Helligkeit  
und Ent-  
fernung

Bei der von einer Lichtquelle ausgehenden Strahlung in einem isotropen Medium liegen alle Stellen gleicher Helligkeit auf einer Kugelfläche, deren Mittelpunkt die Lichtquelle ist. Die Größe der gesamten Oberfläche einer Kugel von bestimmtem Halbmesser ist also ein Maßstab für den Betrag der ganzen Strahlung, wenn deren Betrag für die Flächeneinheit bekannt ist. Betrachten wir nun eine zweite, konzentrische Kugel mit doppelt so großem Halbmesser, so muß, wenn wir uns auf deren Fläche die Strahlung verteilt denken, und falls keine Absorption des Lichtes zwischen den beiden Kugelschalen stattgefunden hat, mit der gleichen Strahlungsmenge eine viermal-

so große Fläche bedeckt sein. Auf die Flächeneinheit entfällt also für die größere Kugel nur der vierte Teil der ausgesandten Lichtmenge. Da, allgemein gesprochen, die Kugeloberflächen mit dem Quadrate der Halbmesser zunehmen, so müssen die auf die Flächeneinheit fallenden Lichtmengen umgekehrt proportional dem Quadrate der Entfernungen von der Lichtquelle sein. Für eine dreimal so große Entfernung verringert sich also die Helligkeit auf den neunten Teil, für eine viermal so große Entfernung auf den sechzehnten Teil usw. Allerdings ist hierbei vorausgesetzt, daß die Oberfläche des strahlenden Körpers gegenüber der Entfernung bis zum Auge oder Auffangschirme so klein ist, daß man von einer punktförmigen Lichtquelle sprechen kann.

Dieses photometrische Grundgesetz findet in der Photographie eine weitgehende Anwendung. Erwähnt sei nur die Abstufung, die man beim Diapositivverfahren mittels Kontaktdruckes in der Belichtung z. B. mit brennendem Magnesiumdrahte durch Änderung der Entfernung zwischen Negativ und Lichtquelle vornehmen kann. Hierbei ist jedoch zu berücksichtigen, daß die Schwärzung der lichtempfindlichen Schicht keineswegs in gleichem Maße wie die Helligkeit des auffallenden Lichtstromes wächst, falls diese sich in weiten Grenzen ändert. Man muß sich also, wenn man das photometrische Grundgesetz von der Proportionalität der Helligkeit mit dem umgekehrten Quadrate der Entfernung anwendet, davon überzeugen, inwieweit der nun einsetzende photochemische Prozeß von der Stärke der Beleuchtung abhängt.

Auf die Verfahren zum Vergleichen zweier Lichtquellen auf ihre Helligkeit soll hier nicht näher eingegangen werden. Es genüge der Hinweis, daß jede Lichtquelle für ihre Anwendung bei photographischen Arbeiten auf die Art ihrer Strahlung mittels spektralanalytischer Methoden genau untersucht werden muß.

Was den Unterschied zwischen leuchtenden und beleuchteten Körpern betrifft, so bleibt er für die Photographie bedeutungslos, sofern die Belichtung unter sonst gleichen Umständen geschieht.

Scheinbare Abweichungen vom photometrischen Grundgesetz

## 2. Die Lochkamera.

Die Loch-  
kamera  
der  
einfachste  
optische  
Apparat

Auf dem Satze von der geradlinigen Ausbreitung des Lichtes beruht der einfachste optische Apparat, mittels dessen sich eine Abbildung erzielen läßt, nämlich die Lochkamera. Sie ist in der Tat als die Grundform aller photographischen Aufnahmevorrichtungen zu betrachten und hat zudem in neuester Zeit wieder einige Verbreitung wegen der eigentümlichen Wirkung der damit erzeugten Bilder gewonnen. Es lohnt sich deshalb, ausführlich auf ihre Theorie einzugehen, um daran die Betrachtung über die großen Fortschritte der photographischen Optik anzuknüpfen.

Verdunkeln wir ein Zimmer durch Einsetzen einer undurchsichtigen Platte in den Fensterrahmen und durchbohren wir sie in einem feinen Loche, so sehen wir auf einem dahinter gestellten Schirme die Außenwelt in umgekehrter Stellung abgebildet, genau dem Bilde auf der Mattscheibe einer Kamera entsprechend. Der älteste Bericht über diese Erscheinung als eine bereits bekannte findet sich bei Leonardo da Vinci (gestorben 1519); neu entdeckt wurde sie 1553 von Johann Baptista Porta.

Abbildung  
durch eine  
Öffnung

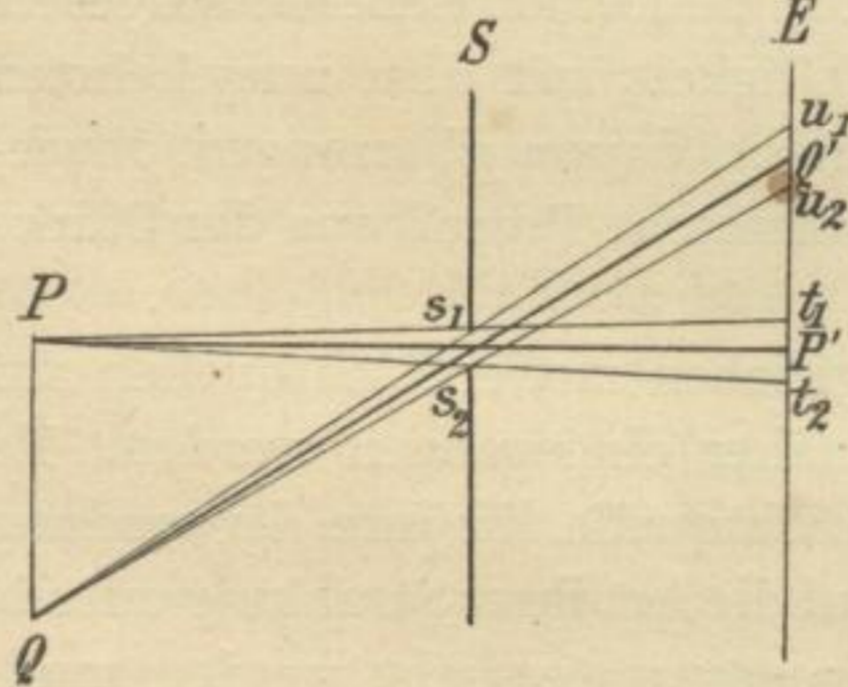


Fig. 1

Wie diese Abbildung zustande kommt, zeigt uns Fig. 1.  $S$  ist die undurchsichtige Platte, die von einem kreisförmigen Loche mit dem Durchmesser  $s_1 s_2$  durchbohrt ist. Befindet sich links von  $S$  und in der Achse des Loches ein leuchtender Punkt  $P$ , so gelangt dessen Strahlung in geradliniger Ausbreitung durch das Loch  $s_1 s_2$  in den rechts von der Platte  $S$  gelegenen Raum, in dem der Auffangschirm  $E$  senkrecht zu der Achse des Strahlenbündels  $P s_1 s_2$  steht. Es bildet sich also auf  $E$  ein leuchtender Kreis mit dem Durchmesser  $t_1 t_2$  und dem



Mittelpunkte  $P'$ . Da dieser Lichtfleck nur durch die von  $P$  ausgehenden Strahlen erzeugt wird, ist er als Bild dieses Punktes zu bezeichnen. Je weiter  $P$  von dem Schirme  $S$  entfernt ist, um so weniger übertrifft der Kreis  $t_1 t_2$  den Kreis  $s_1 s_2$  an Größe; liegt  $P$  im Unendlichen, so ist  $s_1 s_2 = t_1 t_2$ .

Auch von einem zweiten leuchtenden Punkte  $Q$ , der seitlich der Achse  $PP'$  der Lochkamera liegt, entsteht auf dem Schirme  $E$  infolge der geradlinigen Ausbreitung des Lichtes ein Bild in dem erwähnten Sinne, nämlich der Lichtfleck  $u_1 u_2$ . Dessen Begrenzung ist jedoch eine Ellipse, da der von  $Q$  ausgehende Strahlenkegel nicht mehr senkrecht zu seiner Achse  $QQ'$  vom Schirme  $E$  geschnitten wird. Liegt  $Q$  unterhalb  $P$ , so muß sich das Bild über der Achse befinden. Demnach ist gegenüber der Wirklichkeit rechts und links, oben und unten im Bilde vertauscht. Wir sehen also, daß eine Abbildung des in der Zeichnung links von der Platte  $S$  gelegenen Objektraumes im auf der anderen Seite gelegenen Bildraume stattfindet. Jedem Punkte im Objektraume entspricht ein Lichtfleck in der Bildebene, den wir als Zerstreuungskreis bezeichnen, trotzdem diese Bezeichnung als Kreis nur für die Achse der Lochkamera in strengem Sinne zutreffend ist.

Zerstreuungskreis,  
Abbildung

Weiter ergibt sich, daß die Gestalt des Lichtfleckes der des Loches  $s_1 s_2$  entsprechen muß. Ist dieses ein Quadrat, so muß auch der Lichtfleck  $t_1 t_2$  quadratisch sein. Wird statt des Punktes  $P$  eine leuchtende Fläche abgebildet, so überlagern sich die einzelnen Bildflecke, und es bleibt infolgedessen belanglos, welche Gestalt das Loch und damit jeder Bildfleck hat. Nur an den Rändern des Bildfeldes kann auf dem Schirme die besondere Gestaltung des Loches bemerkbar werden.

Gestalt der  
Licht-  
fleck

Liegt der leuchtende Gegenstand im Objektraume verhältnismäßig weit vom Loche entfernt, so behalten die Zerstreuungskreise ungefähr dieselbe Größe, wenn man auch den Schirm  $E$  weiter abrückt. Der Durchmesser des Zerstreuungskreises ist aber ein Maßstab für die Schärfe des Bildes, da dieses um so schärfer erscheint, je näher  $t_1$  und  $t_2$ ,  $u_1$  und  $u_2$  zusammenrücken. Es bleibt also die Schärfe im wesentlichen unverändert,

Einfluß  
des  
Objekt-  
abstandes

wie groß wir auch den Abstand des Schirmes  $E$  oder der an dessen Stelle gesetzten lichtempfindlichen Schicht von der Platte  $S$  bemessen. Diese Erkenntnis können wir in eine Form kleiden, die jedem Photographen geläufig ist, wenn wir nämlich den Begriff der Tiefe in unsere Betrachtungen einführen.

**Tiefe** Wir nennen Tiefe den Spielraum im Objektraume, innerhalb dessen verschieden entfernte Gegenstände bei gleichbleibender Einstellung des Schirmes  $E$  oder der Mattscheibe dem Auge noch scharf erscheinen. Die Tiefe ist je nach der Art des Instrumentes sehr großen Änderungen unterworfen; während sie bei den stark vergrößernden Mikroskopsystemen außerordentlich klein ist, zeichnen sich die photographischen Weitwinkelobjektive durch ihre beträchtliche Tiefe aus. Wovon sie abhängt, werden wir später sehen. Soweit wir von einer scharfen Abbildung überhaupt sprechen dürfen, können wir die Lochkamera als ein System bezeichnen, das eine außerordentlich große Tiefe besitzt. Auch darauf sei hier schon hingewiesen, daß mit dieser beträchtlichen Tiefe eine sehr geringe Helligkeit des Bildes verbunden ist.

**Orthoskopie** Nach unserer bisherigen Annahme steht der Bildschirm  $E$  senkrecht zur Achse  $PP'$  des ganzen Apparates. Daraus folgt eine wichtige Eigenschaft der Lochkamera, die von großer Bedeutung ist, nämlich die der strengen Ähnlichkeit von Objekt und Bild. Wäre der Schirm  $E$  vom Loche ebensoweit entfernt wie die leuchtende Fläche  $PQ$ , so müßten Objekt und Bild gleich groß sein. Bei jeder anderen Lage des Schirmes, wofern er nur senkrecht zur Achse  $PP'$  bleibt, sind Objekt und Bild nicht mehr an Größe gleich, aber wegen der Ähnlichkeit der beiden Dreiecke, deren Grundlinien Objekt und Bild sind, und deren gemeinsame Spitze im Mittelpunkte des Loches liegt, in ihren kleinsten Teilen einander ähnlich. Eine derartig vollkommen ähnliche Abbildung eines Objektes durch ein optisches Instrument nennt man orthoskopisch. Das Gegenteil von Orthoskopie bezeichnet man mit Verzeichnung oder Distortion.

Wegen ihrer Orthoskopie benutzt man noch gegenwärtig die Lochkamera in allen den Fällen, in denen es sich um vollkommen winkelgetreue Wiedergabe von Architekturen handelt, deren Bild sich auf der photographischen Platte über einen großen Winkel erstreckt.

Verwendung der Lochkamera

Sobald wir jedoch den Bildschirm gegen die Achse neigen, hört die Ähnlichkeit von Objekt und Bild auf, und wir erhalten verzerrte Bilder. Mit dieser Verzerrung darf jedoch die Verzeichnung nicht verwechselt werden.

Wie ein Blick auf den Schirm zeigt, ist die Helligkeit des Bildes gegenüber dem von einem photographischen Objektiv entworfenen sehr gering. Zweifelsohne bietet uns ein Mittel zur Erhöhung der Helligkeit und damit zur Abkürzung der Belichtungszeit die Möglichkeit, das Loch vergrößern zu können. Geben wir dem Kreise  $s_1 s_2$  (Fig. 1) einen doppelt so großen Durchmesser, so erhöht sich die Lochfläche auf das Vierfache, und entsprechend geht die Belichtungszeit auf den vierten Teil hinunter. Gleichzeitig aber steigt die Unschärfe so, daß man wahrscheinlich die engere Öffnung trotz der längeren Belichtungszeit beibehält. Besonders bei der Aufnahme unbeweglicher Gegenstände ist der Wunsch begreiflich, die Bildschärfe durch Verengern der Öffnung zu steigern. Aber auch hier stellt sich bald eine unüberwindliche Schranke entgegen. Es zeigt sich nämlich, daß das Bild nur bis zu einer gewissen Lochgröße hinab an Schärfe zunimmt. Verringert man darüber hinaus den Durchmesser der Öffnung, so nimmt die Unschärfe des Bildes wieder zu und steigt außerordentlich schnell, sobald die Lochöffnung etwa 0,1 mm unterschritten hat. Könnten wir mit der Verkleinerung der Öffnung beliebig weit gehen, so würde bei einer gewissen Größe der Zerstreuungskreis  $t_1 t_2$  den Schirm  $E$  in seiner ganzen Ausdehnung überdecken; damit wäre der gesamte Raum zwischen  $S$  und  $E$  mit Licht erfüllt. Die Abbildung hat also aufgehört.

Helligkeit

Einfluß des Durchmessers auf die Schärfe

Wir sehen also, daß die Linien  $P s_1 t_1$  und  $P s_2 t_2$  keineswegs gerade sind, sondern daß, von einer gewissen Größe des Loches  $s_1 s_2$  an, diese Linienzüge deutlich in  $s_1$  und  $s_2$

12  
1

**Beugung** geknickt erscheinen. Das Licht breitet sich nicht mehr geradlinig aus.

Diese Erscheinung, die wir oft zu beobachten Gelegenheit haben, und deren Studium uns erst den Schlüssel zur Erkenntnis der Wirksamkeit aller optischen Instrumente liefert, ist die Beugung oder Diffraktion des Lichtes. Wenn wir von der Annahme ausgehen, daß das Licht eine Wellenbewegung des Äthers ist, so sind wir in der Tat imstande, alle die Erscheinungen aufzuklären, die sich uns bieten, sobald sich eine undurchlässige Fläche in den Strahlengang eines Lichtbüschels einschiebt. Da wir uns die Ausbreitung des Lichtes so vorzustellen haben, daß jedes von der Strahlung getroffene Teilchen selbst wieder ein Strahlungszentrum wird, kann offenbar eine Komplikation dann eintreten, wenn die allseitige Ausbreitung der Wellenzüge durch eine einseitige Beeinflussung, z. B. durch Einschalten eines durchlochten Schirmes, unterbrochen wird. Auf jeden Fall muß eine Veränderung in der Lichtverteilung an den Rändern des durch die Öffnung tretenden Lichtkegels vor sich gehen, also längs der Linien  $s_1 t_1$  und  $s_2 t_2$ . Wird die Öffnung hinreichend klein, so können sich diese Veränderungen, die sich auch in Helligkeitsunterschieden ausdrücken, sogar auf den in der Nähe der Achse  $PP'$  liegenden Stellen bemerkbar machen und bei außerordentlich geringen Lochöffnungen die gewohnte Erscheinung der geradlinigen Ausbreitung des Lichtes vollkommen überlagern.

Aus dem augenfälligen Auftreten der Beugung in der Lochkamera folgen nun einige sehr wichtige Schlüsse, die wir nicht unerwähnt lassen dürfen. Zunächst der, daß der Satz von der geradlinigen Ausbreitung des Lichtes erheblicher Einschränkungen bedarf. Dasselbe gilt von dem scheinbar selbstverständlichen Satze über das Zusammenwirken zweier Lichtstrahlungen, daß nämlich aus Hell und Hell nur wieder Hell entstehen kann. Wie eine genauere Betrachtung der vorher besprochenen Beugungerscheinung zeigt, treten auf dem Bildschirme auch Stellen geringerer Helligkeit auf, die nur dadurch erklärt werden können, daß sich die von verschiedenen Punkten

ausgehenden Wellenzüge des Lichtes teilweise oder ganz aufheben. Dadurch tritt eine Lichtschwächung oder sogar Dunkelheit ein.

Wenn wir uns nun trotzdem im folgenden auf den Boden der geometrischen Optik stellen und unseren Betrachtungen sowohl das Gesetz von der geradlinigen Ausbreitung des Lichtes in einem isotropen Medium, wie das von der unabhängigen Wirkung zweier Lichtbüschel aufeinander, nach der niemals aus Hell und Hell Dunkel entstehen kann, zugrunde legen, so schöpfen wir die Berechtigung dazu aus der Tatsache, daß die aus diesen Gesetzen gezogenen Schlüsse im allgemeinen sehr gut mit der Erfahrung übereinstimmen. Nur wenn es sich um Lichtbüschel mit kleinstem Querschnitte handelt — und die kommen hier für uns nicht in Betracht —, wird man auf die strenge Theorie des Lichtes zurückgreifen müssen. Jedenfalls reichen aber die in der geometrischen Optik gegebenen Entwicklungen für die Konstruktion der optischen Instrumente vollkommen aus. Nur haben wir uns vor Augen zu halten, daß wir es stets mit einem Lichtbündel, niemals mit einem einzigen Lichtstrahle zu tun haben, da das Herauslösen eines derartigen Lichtstrahles aus einem Bündel endlichen Querschnittes durch Einschaltung eines Schirmes mit feiner Öffnung zu erheblicher Beugung führt. Auch von einem Lichtstrahle dürfen wir deshalb nur in geometrischem Sinne sprechen.

Wie wir sehen, gibt es eine bestimmte Lochöffnung, für die der Zerstreuungskreis am kleinsten wird. Die Größe dieser günstigsten Öffnung ist von der Entfernung des Schirmes  $E$  vom Loche abhängig, und zwar wächst sie mit zunehmendem Schirmabstande. Praktische Versuche haben ergeben, daß für einen Schirmabstand von 10 cm der Durchmesser der günstigsten Öffnung 0,3 mm, für 20 cm 0,5 mm, für 30 cm 0,6 mm beträgt.

Was die Helligkeit des Bildes betrifft, so hängt sie sowohl von der Größe der Lochöffnung, wie wir bereits sahen, als auch von der des Schirmabstandes ab. Rücken wir beispielweise den Schirm auf das Doppelte seines Abstandes ab, so bedeckt

Grundlagen der geometrischen Optik

Günstigste Öffnung

Belichtungszeit

das Bild das Vierfache an Fläche, und bei gleichbleibender Öffnung sinkt die Helligkeit auf den vierten Teil. Wächst aber die Öffnung dem Durchmesser nach in gleichem Maße wie der Schirmabstand, so bleibt die Helligkeit unverändert. Auch hier ist, wie bei den photographischen Objektiven, die relative Öffnung, nämlich das Verhältnis von wirksamer Öffnung zum Schirmabstande, dem dort die Brennweite entspricht, für die Beurteilung der Helligkeit maßgebend; diese ist dem Quadrate der relativen Öffnung proportional.

Zahlen-  
mäßige  
Angabe

Für einen Lochdurchmesser von 0,3 mm und einen Mattscheibenabstand von 10 cm hat sich als richtige Belichtungszeit für eine Momentplatte bei Sonnenbeleuchtung im Sommer in freier Landschaft ohne zu nahen Vordergrund eine Minute ergeben. Dementsprechend ist bei 0,5 mm Öffnung und 20 cm Abstand  $1\frac{1}{2}$  Minute, bei 0,6 mm Öffnung und 30 cm Abstand  $2\frac{1}{4}$  Minuten zu belichten. Nur dürfen wir nicht vergessen, daß alle Lochkameraaufnahmen unter dem Fehlen von Einzelheiten in den tiefsten Schatten leiden, da hier die Lichteindrücke zu schwach sind, um noch eine photochemische Veränderung des Silbers hervorzurufen.

Schirm-  
abstand

Für die Wahl des Schirmabstandes gelten Gesichtspunkte, wie wir sie später bei der entsprechenden Betrachtung der Objektive kennen lernen werden. Außerdem ist zu berücksichtigen, daß nur dann ein Gegenstand in seinem Bilde auf dem Schirme erkennbar werden kann, wenn dieses mindestens die doppelte Größe des Zerstreungskreises hat; erst dann wird die Überlagerung der einzelnen das Bild schuppenartig zusammensetzenden Lichtflecke unschädlich. Will man also Einzelheiten besser erkennen, so muß man eine größere Brennweite nehmen. Sollen die Zerstreungskreise als Punkte erscheinen, so müssen wir dafür sorgen, daß sie sich dem Auge unter dem Winkel darbieten, der die Grenze für das Unterscheidungsvermögen bildet. Innerhalb einer Bogenminute nimmt das menschliche Auge eine Fläche nur als Punkt wahr. Dementsprechend muß man sich in einem Abstände von dem Bildschirme aufstellen, der etwa gleich dem 3500fachen des

Durchmessers des Zerstreuungskreises ist, falls das Bild scharf erscheinen soll. Dem entspricht beispielweise bei 0,5 mm Lochöffnung ein Betrachtungsabstand von 1,75 m.

Daß im übrigen die von dem Gebrauche zu kurzer Brennweiten her bekannten perspektivischen Störungen, fälschlich Verzeichnungen benannt, auch bei der Lochkamera und der Camera obscura seit langer Zeit bekannt sind, geht aus der folgenden Bemerkung von Johann Georg Büsch aus dem Jahre 1775 hervor: „Die Camera obscura, dieses überaus nützliche Instrument, kann den Maler verführen, daß er blindlings daran hält, wirklich schlechter malt und das Gesicht nicht so täuscht, als er es sicher zu tun glaubte, denn es entwirft freilich die Objekte nach dem Verhältnis der Gesichtswinkel, aber unsere Seele urteilt über die Größe nicht nach dem Gesichtswinkel allein, sondern hat mehrere Data dazu.“

Perspektivische  
Störungen

Wenn man mit der Lochkamera Aufnahmen auf einer größeren Platte machen will, hat man dafür zu sorgen, daß die Öffnung in einer geeigneten Weise ausgeführt wird. Nimmt man ein dickes Blech und bohrt ein zylindrisches Loch von der günstigsten Öffnung hinein, so tritt die Erscheinung auf, die man besonders von den alten langgebauten Porträtobjektiven her als Vignettieren kennt. In der im Verhältnis zur Breite langen Lochröhre werden die seitlich einfallenden Strahlen teilweise abgeschnitten, so daß ein Lichtabfall eintritt, bis schließlich nur noch der Lichtstrahl hindurchtreten kann, der die Lochröhre in ihrer Diagonale durchsetzt. Darüber hinaus herrscht Dunkelheit. Um dieses Vignettieren zu vermeiden, läßt man ein kreisrundes und mit Gewinde für den Kameraring versehenes Blechstück in seiner Achse unter einem sehr stumpfen Kegelwinkel ausdrehen, bis dessen Spitze in der gewollten Öffnung durch die Rückseite des Bleches hindurchtritt, von der selbstverständlich der Grat entfernt werden muß. Abgesehen vom Vignettieren tritt ein natürlicher Helligkeitsabfall von der Mitte nach dem Rande zu bei der Lochkamera ein; diese Erscheinung macht sich auch bei allen anderen Aufnahmeinstrumenten, wie wir später sehen werden, bemerkbar.

Ausführung der  
Öffnung

Vignettieren

### 3. Verlauf der Lichtstrahlen beim Übergang in ein anderes Medium.

Reflexion  
und  
Brechung

Wenn sich der geradlinigen Bewegung eines Lichtstrahles in einem isotropen Medium ein anderes, gleichfalls isotropes Medium in den Weg stellt, so treten eigentümliche Erscheinungen auf, die sich aus den Gesetzen der Reflexion und Brechung erklären lassen. Daß dabei stets Licht zurückgeworfen wird, ist bekannt. Wir müssen aber von vornherein einen Teil dieser Fälle ausscheiden, weil er für unsere Erörterungen über die Entstehung eines Bildes nicht in Frage kommt. Es kann nämlich die Oberfläche des neuen Mediums unregelmäßig beschaffen sein und aus verschwindend kleinen Flächen bestehen, die wirr durch- und nebeneinander in allen möglichen Richtungen gelagert sind. Ein Beispiel hierfür ist die Oberfläche einer mit Schmirgel grob geschliffenen Glaslinse. Durch Reflexion an den einzelnen Elementarflächen des Glaskörpers wird ein auffallendes Lichtbüschel derartig zerstreut, daß seine Strahlen nach allen Richtungen auseinander flattern. In diesem Falle sprechen wir von einer diffusen Reflexion und zugleich, da ja auch ein Teil des Lichtes in das Glas hineindringt, von einer diffusen Brechung. Zwischen den so beeinflussten Strahlen und der Lichtquelle, von der sie ausgingen, besteht kein Zusammenhang mehr.

Diffuse  
Reflexion

Polieren  
einer  
Glasfläche

Bearbeiten wir aber die Glasfläche mit Schmirgel feinerer Körnung und schließlich mit einer Substanz, deren einzelne Teilchen einen sehr kleinen Durchmesser haben, z. B. Pariser Rot, so gelingt es uns — und diese letzte Stufe der Bearbeitung nennen wir Polieren —, die einzelnen Teilchen der Oberfläche so nebeneinander zu lagern, daß sie in regelmäßiger Folge aneinander stoßen. Infolgedessen wird das auffallende Lichtbüschel so beeinflusst, daß es zur Erzeugung eines Bildes benutzt werden kann. Nur mit diesen und ähnlichen Fällen haben wir es hier zu tun.

Durch-  
sichtigkeit

Wir haben ferner zu untersuchen, wie sich das Medium den hineindringenden Lichtstrahlen gegenüber verhält, und müssen



zwischen durchsichtigen und undurchsichtigen Stoffen unterscheiden. Freilich sind diese Bezeichnungen nur relativ aufzufassen, denn es gibt weder vollkommen durchsichtige, noch vollkommen undurchsichtige Körper. Jede Substanz hat die Eigenschaft, das Licht bei seinem Durchgange zu schwächen, zu absorbieren. Nur muß man die Dicke der Schicht eines sehr durchsichtigen Stoffes, z. B. Luft oder Wasser, groß wählen, wenn man die Absorption wahrnehmen will, während man andererseits die im gewöhnlichen Leben als vollkommen undurchsichtig geltenden Metalle in so dünnen Häutchen verarbeiten kann, daß sie durchsichtig werden. Es dringt also auch bei den undurchsichtigen Medien das Licht, wenn auch nur bis zu einer verschwindend geringen Tiefe, in das Innere ein.

Zwischen durchsichtigen und undurchsichtigen Körpern gibt es viele Zwischenstufen. So absorbieren manche Stoffe nur gewisse farbige Strahlen, während sie andere fast ungeschwächt hindurchlassen, z. B. die Lösungen der zur Herstellung der Farbfilter benutzten Farbstoffe. Schließlich sind noch die durchscheinenden Körper zu erwähnen, die zwar teilweise durchsichtig sind, jedoch infolge ihrer Durchsetzung mit undurchsichtigen Teilchen auffallende Lichtbüschel in unregelmäßiger Weise zerspalten. Hierher gehören die kolloidalen Lösungen, Milchglas u. dgl. Auch diese Körper kommen für uns nicht in Betracht.

Die Gesetze, nach denen die Zurückwerfung und Brechung eines Strahles an einer regelmäßigen Oberfläche eines Mediums erfolgt, bilden neben den von der geradlinigen und voneinander unabhängigen Ausbreitung aller Lichtstrahlen die Grundlage, auf der sich das Gebäude der geometrischen Optik aufbaut.

Gesetze  
der  
Reflexion  
und  
Brechung

Ein Strahl  $E$  (Fig. 2), der sich in dem Medium I bewegt, soll im Punkte  $P$  auf die trennende Oberfläche  $TO$  des Mediums II treffen. Da wir uns den Strahl  $E$  als Linie vorstellen dürfen, braucht die Fläche  $TO$  nur in einer sehr kleinen Ausdehnung eben zu sein. Es gilt daher unsere Betrachtung auch für alle beliebig gekrümmten Flächen, da wir uns diese stets aus einer unendlich großen Anzahl kleinster Facetten zusammengesetzt

denken können, deren jede der Ebene  $TO$  entspricht. Der Strahl  $E$  wird in zwei Strahlen zerspalten, einen reflektierten  $R$  und einen gebrochenen  $B$ . Beide Strahlen befolgen ein gemeinsames Gesetz.  $R$  und  $B$  liegen nämlich mit dem einfallenden Strahle  $E$  und der im Einfallspunkte  $P$  auf der ebenen Oberfläche  $OT$  des Mediums II er-

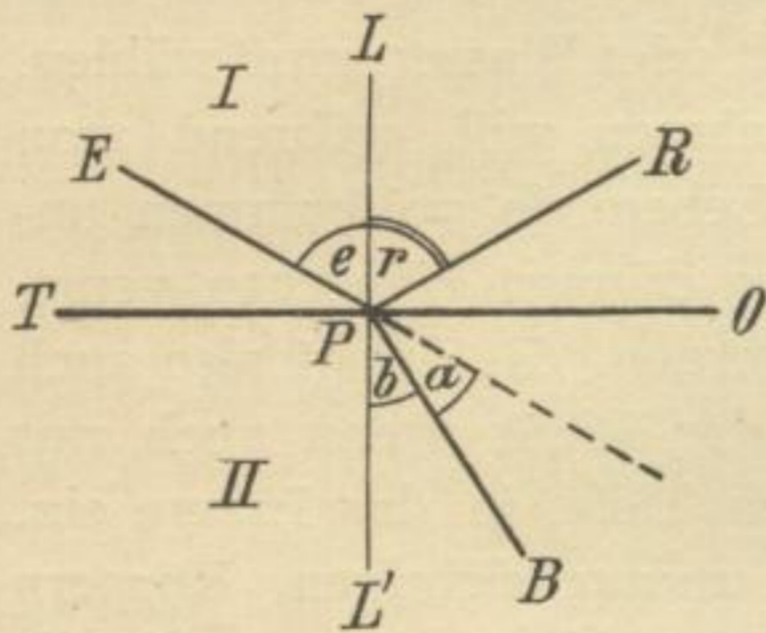


Fig. 2

richteten senkrechten Linie  $LL'$  in einer Ebene  $EPL$ , oder kürzer:

I. Der reflektierte und der gebrochene Strahl liegen in der Einfallsebene.

Was die Richtung des zurückgeworfenen Strahles  $R$  betrifft, so bildet er mit dem Einfallslot  $LL'$  den gleichen Winkel, wie dieses mit dem einfallenden Strahle  $E$ , nur daß die beiden Strahlen auf

verschiedenen Seiten des Lotes liegen. Es ist also  $\sphericalangle e = \sphericalangle r$  oder:

II. Der Einfallswinkel ist gleich dem Reflexionswinkel.

Trifft ein Lichtstrahl senkrecht auf die Oberfläche eines optischen Mediums, so fällt der reflektierte Lichtstrahl mit ihm zusammen. Die Richtigkeit des Reflexionsgesetzes zu beobachten, haben wir auch bei anderen Erscheinungen Gelegenheit. Rollt eine Kugel gegen die Billardbande, so prallt sie, falls sie durch ihre Drehung nicht beeinflußt wird, unter demselben Winkel ab, den ihre Einfallsrichtung mit dem Lote zur Bande bildet. In gleicher Weise werden z. B. auch die elektrischen Wellen reflektiert. Das Reflexionsgesetz für Lichtstrahlen war bereits in der vorchristlichen Zeit bekannt.

Optische  
Dichte

Die Richtung des gebrochenen Strahles  $B$  hängt von den Eigenschaften der beiden Medien I und II ab, und zwar ist das Verhältnis der Geschwindigkeiten, mit denen sich das Licht in diesen Medien fortpflanzt, dafür maßgebend. Wir nennen ein Medium in bezug auf ein zweites optisch dichter, wenn

es der Bewegung des Lichtes einen größeren Widerstand entgegengesetzt, wenn also die Fortpflanzungsgeschwindigkeit des Lichtes in ihm kleiner ist. Die Begriffe: optische und mechanische Dichte sind wohl auseinander zu halten. Tritt ein Strahl in ein optisch dichteres Medium ein, so wird er gegen das Einfallslot zu gebrochen und entsprechend, da der Vorgang umkehrbar ist, bei dem Übergange in ein optisch dünneres Medium von dem Einfallslote fort.

Wir können uns diesen Vorgang durch folgendes Beispiel veranschaulichen. Wenn eine ausgerichtete Linie Soldaten auf gutem Rasenboden in der Richtung der Linie *E* (Fig. 2) marschiert und den Marsch mit derselben Anspannung der Kräfte in einem schwer gangbaren Gelände, z. B. dem Sturzacker II, fortzusetzen hat, so verlangsamt der rechte Flügel unwillkürlich seinen Schritt, sobald er die Trennungslinie *TO* von Rasenboden und Sturzacker überschreitet. Da aber der linke Flügel auf dem leicht gangbaren Gelände mit unverminderter Geschwindigkeit weiter marschiert, so dreht sich die Marschrichtung der ganzen Linie nach rechts herüber. Umgekehrt würde eine Schwenkung nach links eintreten, wenn sich der Marsch in der Richtung der Linie *B* aus dem schwierigeren in das leichtere Gelände vollzöge.

Wie nun das Snelliussche Brechungsgesetz aussagt, hängen der Einfallswinkel *e* und der Brechungswinkel *b* derart zusammen, daß das Verhältnis ihrer Sinus:  $\frac{\sin e}{\sin b}$  gleich dem der Lichtgeschwindigkeiten in den beiden isotropen Medien I und II, also konstant ist, oder:

III. Der Sinus des Brechungswinkels ist gleich dem Sinus des Einfallswinkels, dividiert durch eine konstante Zahl.

Diese Konstante, nämlich das Verhältnis der Lichtgeschwindigkeiten in den Medien vor und hinter der brechenden Fläche, nennt man den relativen Brechungsquotienten oder -exponenten. In der Regel nimmt man, wenn man die optischen Eigenschaften eines Mediums kennzeichnen will, an, daß der Strahl aus dem luftleeren oder, was für die Praxis in der Tat einzig in Betracht

Das  
Snelliussche  
Brechungs-  
gesetz

Bre-  
chungs-  
quotient

kommt, aus dem luftgefüllten Raume in das optisch dichtere Medium eintritt. Dieses ist dann durch seinen Brechungsquotienten  $n$  definiert, der gleich der Geschwindigkeit des Lichtes in Luft, dividiert durch die in eben dem Medium ist,

wo  $n = \frac{\sin e}{\sin b}$ . Auch dieses Gesetz wird von den elektrischen

Wellen befolgt.

Ab-  
lenkung  
des ge-  
brochenen  
Strahles

Aus der Größe der Winkel  $e$  und  $b$  läßt sich leicht der Betrag  $a$  ermitteln, um den der gebrochene Strahl aus der Richtung des einfallenden abgelenkt ist. Es ist nämlich  $a = e - b$ . Die folgende Zusammenstellung gibt einen Überblick darüber, wie mit wechselndem Einfallswinkel  $e$  die Ablenkung  $a$  zunimmt. Der Brechungsquotient ist gleich 1,5 angenommen, entspricht also etwa dem eines Kronglases niedriger Brechung.

$e$	$b$	$a$	$e$	$b$	$a$
0°	0° 0'	0° 0'	50°	30° 43'	19° 17'
10	6 39	3 21	60	35 16	24 44
20	13 11	6 49	70	38 47	31 13
30	19 28	10 32	80	41 2	38 58
40	25 22	14 38	90	41 49	48 11

Aus dieser Tafel folgt noch eine andere wichtige Erscheinung. Da einem Einfallswinkel von 90° ein in der Richtung der Oberfläche selbst auffallender Strahl entspricht, erhalten wir ein aus allen Richtungen des Raumes im Medium I nach dem Punkte  $P$  hin einfallendes Strahlenbüschel, wenn wir dem Winkel  $e$  alle Werte von 0 bis 90° in allen Ebenen beilegen, die das Lot  $LP$  enthalten. Konstruieren wir zu jedem den gebrochenen Strahl, so finden wir aus der Zusammenstellung, daß der Brechungswinkel nur von 0° bis 41° 49' wandert, daß also einer mit Licht erfüllten Halbkugel, die im Medium I, d. h. Luft, um  $P$  beschrieben ist, ein Lichtkegel im Medium II entspricht, dessen halber Öffnungswinkel 41° 49' beträgt, und dessen Spitze gleichfalls in  $P$  liegt. Der andere Teil des Mediums II bleibt dunkel.

Nehmen wir nun an, daß sich ein leuchtender Punkt  $P$  (Fig. 3) im optisch dichteren Medium II mit dem Brechungsquotienten  $n = 1,5$  befinde und nach allen Seiten Licht ausstrahle. Der senkrecht auf die Trennungsfläche fallende Strahl  $Ps_1$  wird in zwei Strahlen gespalten, einen gebrochenen  $s_1 b_1$ , der in derselben Richtung im Medium I — Luft — weiter läuft, und einen reflektierten  $s_1 r_1$ , der wieder durch  $P$  geht. Ein zweiter unter einem kleinen Winkel gegen das Lot geneigter Strahl  $Ps_2$  zerfällt in die Strahlen  $s_2 b_2$  und  $s_2 r_2$ , die nach den angegebenen Gesetzen gebrochen und reflektiert werden. Auch stärker geneigte Strahlen treten in Luft hinaus, bis wir zu einem Strahle  $Ps_0$  kommen, dessen

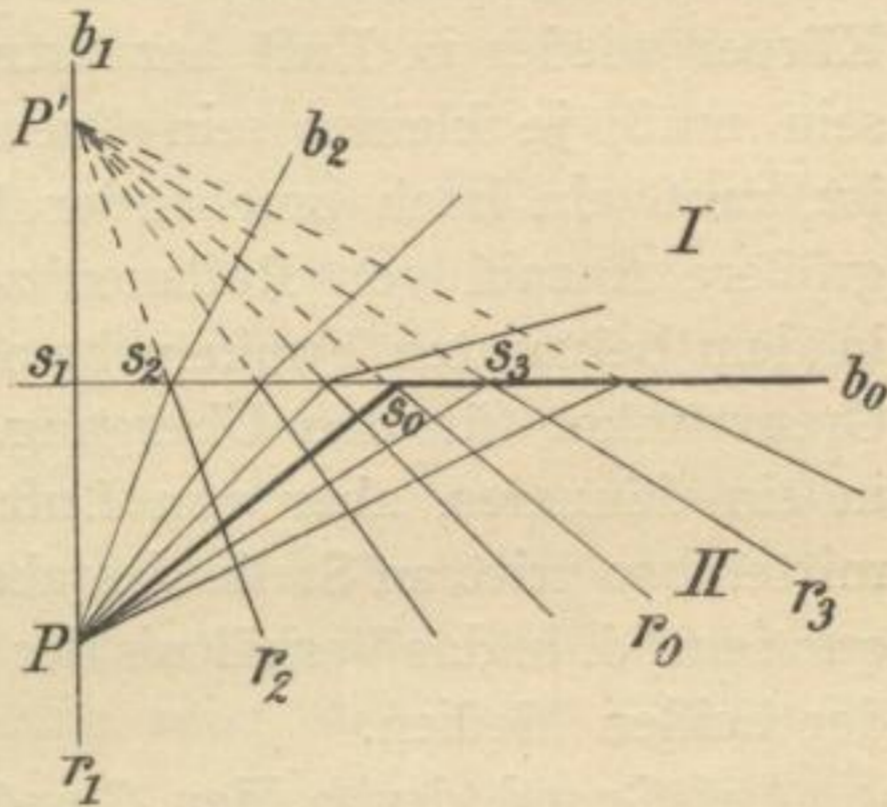


Fig. 3

Totale Reflexion

Winkel mit  $Ps_1$   $41^\circ 49'$  beträgt. Dem entspricht aber im Medium I ein Winkel zwischen Lot und gebrochenem Strahle von  $90^\circ$ , so daß dieser in der Richtung der Fläche  $s_0 b_0$  verläuft; außerdem wird ein Teil des Lichtes nach  $s_0 r_0$  zurückgeworfen. Was geschieht aber mit den von  $P$  ausfahrenden Lichtstrahlen, die einen größeren Winkel als  $41^\circ 49'$  mit  $Ps_1$  bilden? Wollte man für sie den Brechungswinkel in Luft nach dem Snelliusschen Gesetze bestimmen, so käme man auf einen Sinus, der größer als 1 ist. Sie können also aus dem Medium II überhaupt nicht heraustreten, und deshalb werden sie vollständig — im Gegensatz zu den teilweise reflektierten Strahlen  $Ps_1$  und  $Ps_2$  — an der Oberfläche zurückgeworfen, die für sie wie ein undurchdringlicher Spiegel wirkt. Man nennt deshalb den Einfallswinkel, dem in Luft ein Brechungswinkel von  $90^\circ$  zugeordnet ist, den Grenzwinkel der totalen Reflexion. Ist  $n$  der Brechungsquotient eines beliebigen Mediums,

so ist der Grenzwinkel durch die Gleichung bestimmt:

$$\sin b_0 = \frac{1}{n}. \quad \text{Je größer } n, \text{ um so kleiner } b_0. \quad \text{So entspricht}$$

dem Brechungsquotienten 1,34 des Wassers ein Grenzwinkel von  $48^\circ 16'$ , dem des Diamanten 2,47 ein Winkel von  $23^\circ 53'$ . Da die Möglichkeit für einen Strahl, aus einem facettierten Körper wieder in Luft heraustreten zu können, um so größer sein muß, je kleiner sein Grenzwinkel der totalen Reflexion ist, muß ein hoch brechender Körper, wie der Diamant, eine größere Anzahl von Reflexen zeigen, als z. B. Glas, was sich in dem bekannten Funkeln bemerkbar macht. Haben wir den Grenzwinkel für den Übergang von einem optisch dichteren in ein dünneres, aber von Luft verschiedenes Medium zu ermitteln, so tritt an Stelle des absoluten der relative Brechungsquotient, d. h. das Verhältnis der absoluten Brechungsquotienten der beiden Medien.

Homo-  
zentrische  
Strahlen-  
ver-  
einigung  
bei der  
Reflexion  
an einer  
Ebene

Auf Grund der beiden Gesetze sind wir nun in der Lage, den Ort des Bildes zu bestimmen, das von einem leuchtenden Punkte bei der Reflexion oder Brechung an einer ebenen Fläche entworfen wird. Denken wir uns die an der Fläche  $s_1 b_0$  (Fig. 3) reflektierten Strahlen  $s_1 r_1$ ,  $s_2 r_2$  usw. rückwärts verlängert, so finden wir, daß sie sämtlich von einem Punkte  $P'$  auszustrahlen scheinen, der um den senkrechten Abstand  $P s_1$  des Objektpunktes vom Spiegel nach der anderen Seite zu liegen scheint. Wir übertragen dies auf einen beliebig gestalteten Gegenstand im Objektraume und erkennen, daß das vom ebenen Spiegel entworfene Bild gleich groß ist und symmetrisch zum Spiegel liegt. Da alle Strahlen von dem Spiegelbilde  $P'$  her zu strahlen scheinen, gilt diese Lagen- und Größenbeziehung für einen beliebig großen Öffnungswinkel des abbildenden Büschels.

Kaustik

Anders verhält es sich mit der Abbildung durch Brechung an einer ebenen Fläche. Denken wir uns die Strahlen  $s_2 b_2$  bis  $s_0 b_0$  rückwärts bis zu ihren Schnittpunkten mit  $P s_1$  verlängert, die, um Undeutlichkeiten zu vermeiden, nicht gezeichnet sind, so bemerken wir, daß jedem gebrochenen Strahle ein anderer

Schnittpunkt mit seinem benachbarten Strahle entspricht, und daß das Bild des Punktes  $P$  nicht wieder ein Punkt, sondern eine gekrümmte Linie ist. Diese nennt man *Kaustik*. Nur wenn man dem von  $P$  ausfahrenden Lichtbüschel einen sehr kleinen Querschnitt gibt, schrumpft diese kaustische Linie so weit zusammen, daß man von einer punktförmigen Abbildung sprechen kann. Eine ähnliche Einschränkung findet auch in bezug auf die Ausdehnung des Objektes statt. Während bei der Reflexion an einem ebenen Spiegel ein beliebig großer Gegenstand abgebildet wird, zeigt eine nähere Untersuchung, daß bei der Brechung an einer ebenen Fläche eine Abbildung nur von einem Objekte mit sehr geringer Ausdehnung erreicht werden kann.

Zum Schlusse dieses Abschnittes sei nur kurz darauf hingewiesen, daß sich die Gesetze über Reflexion und Brechung aus einem allgemeinen Prinzipie herleiten lassen, nach dem jeder Lichtstrahl, der mittels Reflexion oder Brechung von einem Punkte zu einem anderen gelangen soll, den Weg einschlägt, der ihn am schnellsten zum Ziele führt. Dieses Gesetz ist zuerst von Lachambre und Fermat aufgestellt worden und erfuhr seine endgültige Erweiterung durch Helmholtz.

Prinzip  
von  
Fermat-  
Helmholtz

#### 4. Brechung des Lichtes an mehreren Ebenen.

Stellt sich nach dem Durchgange eines Lichtstrahles durch eine brechende ebene Fläche ein drittes brechendes Medium mit gleichfalls ebener Oberfläche ihm entgegen, so ist deren Lage durch den Winkel gegeben, den die beiden brechenden Ebenen miteinander bilden. Nehmen wir nun an, dieser Winkel sei Null, also die beiden Ebenen einander parallel; ferner, daß das dritte brechende Medium mit dem übereinstimme, aus dem der Strahl herkommt. So kommen wir auf einen für die Praxis besonders wichtigen Fall, wie er in Fig. 4 dargestellt ist. In dem Medium I liegt die planparallele Platte aus dem Stoffe II eingebettet. Dem in einer senkrecht zu den beiden Ebenen stehenden Ebene einfallenden Strahle  $E$  entsprechen Einfalls-

Planpar-  
allelplatte

*sehen gehen  
hilf!*

und Brechungswinkel  $e$  und  $b$ . Da wegen der Parallelität der Ebenen  $TO$  und  $T'O'$  die beiden Winkel  $b$  und  $e'$  gleich sind, müssen auch die Winkel  $b'$  und  $e$  übereinstimmen, und mithin ist der austretende Strahl  $E'$  parallel dem einfallenden Strahle  $E$ .

Abbildung  
eines  
Punktes  
durch die  
Planpar-  
allelplatte

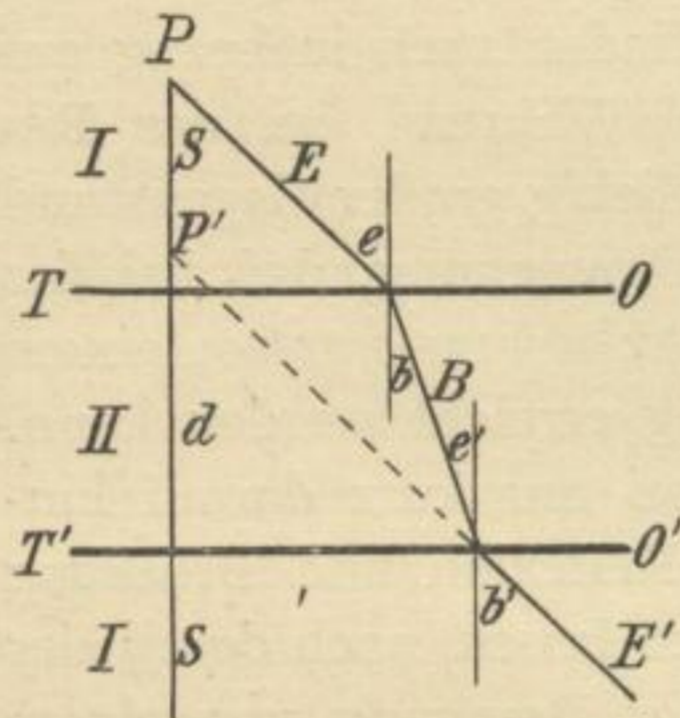


Fig. 4

Wollen wir untersuchen, wie ein leuchtender Punkt  $P$ , der den Strahl  $E$  aussendet, durch die planparallele Platte abgebildet wird, so müssen wir den Gang eines zweiten von  $P$  ausgehenden Strahles feststellen. Zweckmäßigerweise wählen wir den senkrecht auf den beiden Trennungsebenen  $TO$  und  $T'O'$  stehenden Strahl  $S$ , dessen Gang durch Einschaltung der Platte nicht verändert wird. Der Schnittpunkt von  $S$  und dem rückwärts verlängerten Strahle  $E'$  ist dann der Bildpunkt  $P'$ . Es wird also schein-

bar der leuchtende Punkt  $P$  um die Strecke  $PP'$  näher an die Platte herangeschoben.

Die Rechnung zeigt nun, daß der Ort des Punktes  $P'$  von der Größe des Einfallswinkels  $e$  abhängig ist. Mithin wird auch hier ein leuchtender Punkt in einer kaustischen Linie abgebildet, die nur dann in einen Punkt zusammenschrumpft, wenn der Öffnungswinkel des von  $P$  ausfahrenden Büschels sehr klein ist. Unter dieser Annahme wird die Verschiebung  $PP'$  gleich  $d \frac{n-1}{n}$ , wo  $d$  die Dicke der Platte und  $n$  deren Brechungsquotient ist. Für Kronglas wird der Faktor  $\frac{n-1}{n} = \frac{1}{3}$ . Wir haben also den Satz:

Durch Einschaltung einer Planparallelplatte in das von einem Punkte ausstrahlende Büschel wird die Richtung jedes einzelnen Strahles nicht geändert. Bei kleinem Öffnungswinkel des Büschels erscheint der Objektpunkt um etwa  $\frac{1}{3}$  der Plattendicke, falls die Platte aus gewöhnlichem Kronglase ist, verschoben, und zwar gegen die Platte hin, wenn das Büschel



divergent, von der Platte fort, wenn es konvergent auf die Platte auftrifft.

Dieses Resultat ändert sich auch nicht, wenn wir es mit mehreren Planparallelplatten zu tun haben. Dann wird die Gesamtverschiebung durch die Summe der Werte  $d \frac{n-1}{n}$  bestimmt.

Mit einer derartigen Anordnung brechender Flächen haben wir in der Photographie zu tun, wenn wir Farbfiler anwenden. Von diesen kommen im allgemeinen nur die in Betracht, welche kurz vor oder hinter dem Objektiv in den Strahlengang eingeschaltet werden, während die sogenannten Plattenfilter nur für Reproduktionen Bedeutung haben. Daß die Flächen, von denen das Objektivfilter begrenzt wird, so eben als möglich sein müssen, ist die erste Forderung, da ja anderenfalls der Strahlengang des Objektivs nachteilig beeinträchtigt würde. Hat man es mit Filtern zu tun, die aus einer von zwei Glasplatten eingeschlossenen gefärbten Flüssigkeitsschicht bestehen, so sind im ganzen drei Planparallelplatten vorhanden, deren Einfluß ohne weiteres zu ermitteln ist. Beträgt z. B. die Dicke jeder Glasplatte 1,3 mm, die der Farbschicht 1,4 mm, so scheinen die Strahlen von einem um etwa 1,3 mm näher gelegenen Objektpunkte herzukommen oder zielen nach einem um 1,3 mm weiter vom Objektiv weg gelegenen Bildpunkte, je nachdem sich das Filter vor oder hinter dem Objektiv befindet. Sind dagegen die Filterflächen nicht eben, so tritt eine Linsenwirkung ein, die Mattscheibenabstand und Bildgüte erheblich zu beeinflussen vermag. Viel größer ist die Verschiebung von Objekt oder Bild bei Reproduktionsaufnahmen mit Küvetten, die eine beträchtliche Dicke haben.

Andererseits können aber auch erhebliche Fehler entstehen, wenn man bei sehr großen Öffnungswinkeln, wie sie die Mikroskopobjektive haben, die geringe Dicke des auf das Präparat gelegten Deckglases, das gleichfalls eine Planparallelplatte darstellt, nicht berücksichtigt, die nur einige Zehntel Millimeter beträgt. Bei den verhältnismäßig kleinen Öffnungen

Deckgläser für mikroskopische Präparate

der Strahlenbüschel, von denen ein photographisches Objektiv durchsetzt wird, kann sich die Verbreiterung des Bildes eines punktförmigen Objektes in eine kaustische Linie infolge Einschaltung eines Farbfilters nicht bemerkbar machen.

Lichthof

Da mit jeder Brechung Reflexion verbunden ist, muß ein Teil des im Innern einer planparallelen Platte an deren zweiter Fläche zurückgeworfenen Lichtes wieder durch die erste Fläche in das äußere Medium heraustreten. So entstehen die bei der photographischen Aufnahme kontrastreicher Objekte gefürchteten Lichthöfe. Das Licht dringt durch die lichtempfindliche Schicht in deren Träger ein, wird an dessen äußerer Seite zurückgeworfen und wirkt nun von rückwärts auf die Schicht in der Nähe der hellen Bildstellen. Je dicker der Schichtträger, um so größer muß der Durchmesser der sich um eine helle Stelle lagern den Lichthöfe sein. Daher kommt es, daß Films diese Erscheinung in sehr geringem Maße zeigen. Bei den Isolarplatten ist dieser besonders bei Innenaufnahmen störende Fehler durch das Eintragen einer roten Farbstoffschicht zwischen der Bromsilbergelatine und der Glasplatte unschädlich gemacht. Selbstverständlich hat das Auftreten eines Lichthofes nichts mit der Solarisation zu tun, die aus den Eigenschaften der Bromsilbergelatine herzuleiten ist.

Absorption in einer Planparallelplatte

Zum Schluß wollen wir uns daran erinnern, daß die Wege der einzelnen Strahlen eines Büschels in einer planparallelen Platte verschieden lang sind. Während der senkrecht hindurchtretende Strahl (Fig. 4) eine Wegstrecke in der Platte zurücklegt, die deren Dicke  $d$  gleichkommt, ist der Weg aller anderen Strahlen länger, nämlich  $d : \cos b$ . Damit ist aber eine verschieden große Absorption für die einzelnen Strahlen verbunden, so daß dadurch gegen den Rand des Bildes zu, das auf der photographischen Platte entsteht, ein Lichtabfall eintreten muß, sobald man ein stark absorbierendes Medium wie die Farbschicht eines Filters in den Strahlengang einschaltet. Da es sich aber im allgemeinen um Bildwinkel von höchstens 60 bis 65 Grad handelt, wird durch das schräge Hindurchtreten der Randstrahlen im Filter nur ein

Lichtverlust von einigen Prozenten gegenüber der Mitte des Bildes erzeugt.

Wir wollen nun den allgemeinen Fall der Brechung eines **Prisma** Strahlenbüschels an zwei Ebenen betrachten, die einen beliebigen Winkel miteinander bilden. Den Raum, der zwischen zwei derartigen Ebenen liegt, nennt man prismatisch und entsprechend einen so begrenzten Körper ein Prisma. Zeichnerisch stellen wir das Prisma durch einen auf der gemeinschaftlichen Geraden der beiden Ebenen, der Kante, senkrecht stehenden Schnitt in der Ebene des Papiers, nämlich als Winkel  $w$  mit den Schenkeln  $SA$  und  $SA'$  (Fig. 5), dar. Da der Verlauf der durch das Prisma gehenden Strahlen von der Größe dieses Winkels  $w$  abhängt, wird er auch der brechende genannt. Bei der Ausführung eines Prismas für optische Instrumente begrenzt man es meistens durch eine beide Flächen schneidende Ebene, deren Schnitt die Basis  $AA'$  ist. Wir setzen im folgenden voraus, daß die Strahlen ausschließlich in dem senkrecht auf der Kante stehenden Hauptschnitte verlaufen, also auf der Zeichnung in der Ebene des Papiers.

Zu dem Einfallswinkel  $e$  des in Luft auf die Fläche  $SA$  treffenden Strahles  $E$  gehört nach dem Brechungsgesetze:

$$\sin b = \frac{1}{n} \sin e \text{ der Brechungswinkel } b. \text{ Eine einfache Betrachtung zeigt, daß der Einfallswinkel } e' \text{ des gebrochenen Strahles } B \text{ im Innern des Prismas an der zweiten Fläche } SA' \text{ mit } b \text{ durch die Gleichung verbunden ist: } e' + b = w. \text{ Der Strahl } B \text{ tritt nun in Luft hinaus, und mithin wird der zweite Brechungs- oder Austrittswinkel } b' \text{ durch die Gleichung bestimmt: } \sin b' = n \sin e'. \text{ Der Strahl } E' \text{ ist gegen den ungebrochenen Strahl } E \text{ um den Winkel } a \text{ abgelenkt, und zwar ist } a = e + b' - w. \text{ Eingehendere Betrachtungen zeigen, daß die Ablenkung eines}$$

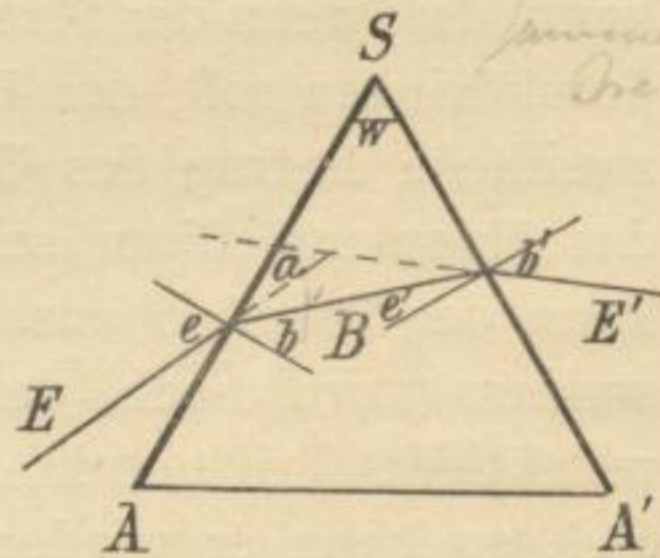


Fig. 5

Verlauf  
eines  
Strahles  
im Haupt-  
schnitte

*Summe der Winkel im  
Dreieck, Ergänzung!*

Kleinste  
Ab-  
lenkung

Strahles durch ein Prisma am kleinsten wird, wenn das Prisma symmetrisch zum ein- und austretenden Strahle steht, wenn also  $e$  und  $b'$  einander gleich sind. Mißt man in dieser Stellung den Winkel  $a$ , so kann man daraus und aus dem Prismenwinkel  $w$  den Brechungsquotienten  $n$  des Prismas leicht berechnen.

Totale  
Reflexion  
im Innern  
des  
Prismas

Zu einer sehr wichtigen Erkenntnis kommen wir durch Betrachtung der Gleichung  $e + b' = w$ . Wie wir früher sahen, entspricht dem Einfallswinkel  $e = 90^\circ$  oder der sogenannten streifenden Inzidenz der Grenzwinkel  $b_0$  der totalen Reflexion, und umgekehrt; hierbei ist  $\sin b_0 = 1 : n$ . Dasselbe gilt natürlich auch für die Brechung an der zweiten Fläche  $SA'$ . Es kann also, wenn der Strahl das Prisma auf dessen beiden Seiten durchdringen soll, der Prismenwinkel  $w$  niemals größer als der zweifache Betrag des Grenzwinkels der totalen Reflexion für das Prismenmedium sein. Ist der Prismenwinkel größer, so kann der Strahl  $B$  aus dem Prismenkörper nicht heraustreten, sondern wird nach dem Spiegelgesetze an der Fläche  $SA'$  reflektiert. Trifft er dann zum zweiten Male auf die erste Fläche  $SA$ , so kann er wieder in Luft austreten. Auch hier wollen wir uns daran erinnern, daß mit jeder Brechung eine Reflexion verbunden ist. Selbst wenn der Strahl  $E$  wie in Fig. 5 verläuft, muß sowohl bei der ersten wie bei der zweiten Brechung eine Schwächung seiner Helligkeit durch Reflexion eintreten.

Grenze  
für den  
Prismen-  
winkel

Aus den früher gemachten Angaben über die Größe der Grenzwinkel bei totaler Reflexion folgt, daß der Prismenwinkel für Wasser nicht größer als  $96^\circ 32'$  sein darf, falls noch ungestörter Durchgang des Lichtes erfolgen soll. Je größer der Brechungsquotient des Prismenmediums ist, um so kleiner muß der Winkel  $w$  bleiben. Er beträgt für Kronglas mit dem Brechungsquotienten  $1,50$   $83^\circ 38'$ , für Diamant  $47^\circ 46'$ .

Recht-  
winklig-  
gleich-  
schenk-  
liges  
Prisma

Man benutzt das Auftreten der totalen Reflexion in gewissen Prismen, um ein Lichtbündel in die Öffnung eines photographischen Objektivs zu leiten. Hierzu eignet sich vor allem das rechtwinklig-gleichschenklige Prisma (Fig. 6) aus möglichst durchsichtigem Kronglase. Trifft ein Strahl  $E$

senkrecht auf die eine Kathete  $SA$  des Prismas, so müssen seine beiden Winkel vor und nach der totalen Reflexion an der Hypotenuse  $AA'$  mit dem Lote  $45^\circ$  betragen. Der Grenzwinkel ist bereits überschritten, infolgedessen wird die gesamte Lichtmenge reflektiert. Der Strahl  $E'$  tritt senkrecht zur anderen Kathete  $SA'$  aus und ist gegen den einfallenden Strahl  $E$  um  $90^\circ$  abgelenkt. Derartige Prismen werden z. B. bei Reproduktionsaufnahmen verwendet, wenn es sich darum handelt, die Bilder spiegelverkehrt auf die Mattscheibe zu bringen, d. h. rechts und links vertauscht. Bei großen Abmessungen kommt man freilich auf sehr schwere Glasklötze, deren Herstellung erhebliche Schwierigkeiten macht. Allerdings geht bei der eigentlichen Spiegelung an der Hypotenuse des Prismas kein Licht verloren, nur durch die teilweisen Reflexionen bei der Brechung an den beiden Katheten und durch Absorption im Innern des Glases.

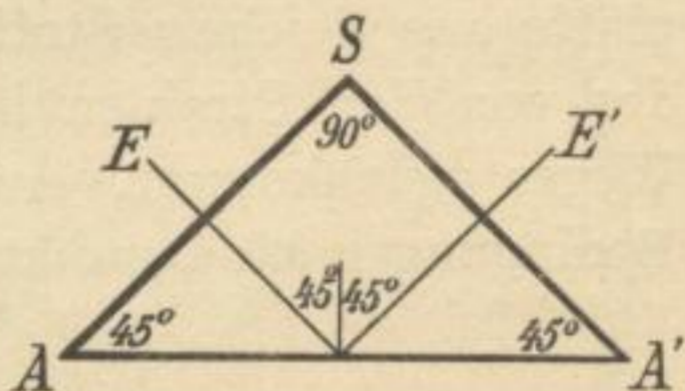


Fig. 6

Wenn man bestrebt ist, die total reflektierenden Prismen durch ebene Spiegel zu ersetzen, so hat man damit zu rechnen, daß polierte Metallspiegel das Licht bei der Reflexion in nicht geringem Maße absorbieren. Sehr gering ist allerdings der Lichtverlust an oberflächlich versilberten Glasspiegeln, doch kann die feine Silberschicht leicht mechanisch verletzt und durch geringe chemische Einflüsse zerstört werden.

Ein anderes total reflektierendes Prisma beruht auf der Wirkung eines Winkelspiegels von  $90^\circ$ , d. h. zweier spiegelnder Flächen, die miteinander einen rechten Winkel bilden. Durch die Einschaltung eines derartigen Daches symmetrisch zu einem Lichtbüschel wird im Bilde rechts und links, oben und unten miteinander vertauscht. Ein mit einem Dache versehenes Prisma ist zuerst von Amici angegeben worden; hierbei stehen die Endflächen senkrecht auf der Achse des Strahlenbüschels, jedoch so, daß diese um einen rechten Winkel gebrochen wird. Setzt man je ein Dachprisma vor die beiden

Dach-  
kanten-  
prisma

*h. v. d. ...*



Gleichwertigkeit von total reflektierendem Prisma und Planparallelplatte

Objektive eines Stereoapparates, wie es H. Fricke zuerst vorschlug, so brauchen die Kopien des Negatives nicht zerschnitten und ihre Hälften umgestellt zu werden. Hier ergibt das Negativ ohne weiteres richtig stehende Einzelbilder.

Was die optische Wirkung dieser Prismen mit totaler Reflexion betrifft, so entspricht sie genau der einer Planparallelplatte aus gleichem Stoffe und von einer Dicke, die der Länge des von den Strahlen im Innern der Prismen durchlaufenen Weges gleichkommt. Auch hier wird also nur unter gewissen Bedingungen eine punktförmige Abbildung erzielt.

## 5. Spiegelung des Lichtes an gekrümmten Flächen.

Übergang von der ebenen zur gekrümmten Fläche

Nachdem wir das Verhalten eines Lichtstrahles an einer Ebene untersucht haben, in der sich zwei optische Medien berühren, müssen wir nun den allgemeinen Fall betrachten, daß diese Trennungsfläche gekrümmt ist. Wie bereits erwähnt, können wir uns für diesen Fall die Fläche aus kleinsten ebenen Facetten zusammengesetzt denken, so daß auf den Verlauf eines Lichtstrahles an jeder dieser Ebenen die entsprechenden Gesetze anzuwenden sind. Es tritt also, mathematisch gesprochen, an Stelle der Ebene die in dem Berührungspunkte des Strahles mit der gekrümmten Fläche an diese gelegte Tangentialebene, und an Stelle des Lotes die Normale.

Kugelflächen

Für die photographische Optik kommen von gekrümmten Flächen einzig die Kugelflächen in Betracht. Wenn auch der Optiker sehr wohl in der Lage ist, andere Flächen gleich gut herzustellen, so würde doch der Nutzen ihrer Einführung nicht im richtigen Verhältnis zu den Herstellungskosten stehen, da eine Kombination von Kugelflächen allen Anforderungen, die von der Praxis an ein gutes Objektiv gestellt werden, nachzukommen vermag. Zwecklos wäre es demnach, Flächen zu verwenden, deren konstruktive Behandlung nicht so durchsichtig ist.

Als einfachster Fall der Abbildung durch von Kugelflächen begrenzte Medien bietet sich uns die mittels Spiegelung an einer konkaven Kugelfläche dar. Schneiden wir von einer sorgfältig polierten Hohlkugel eine Kalotte ab, so erhalten wir einen Hohlspiegel, dessen Achsenschnitt (Fig. 7) ein Kreisbogen ist. Wollen wir das Bild eines leuchtenden Punktes ermitteln, so haben wir zwei von diesem aus divergierende Strahlen zu verfolgen und ihren Schnittpunkt nach der Spiegelung zu ermitteln; dies ist der gesuchte Bildpunkt.

Spiegelung an einer Hohlkugel

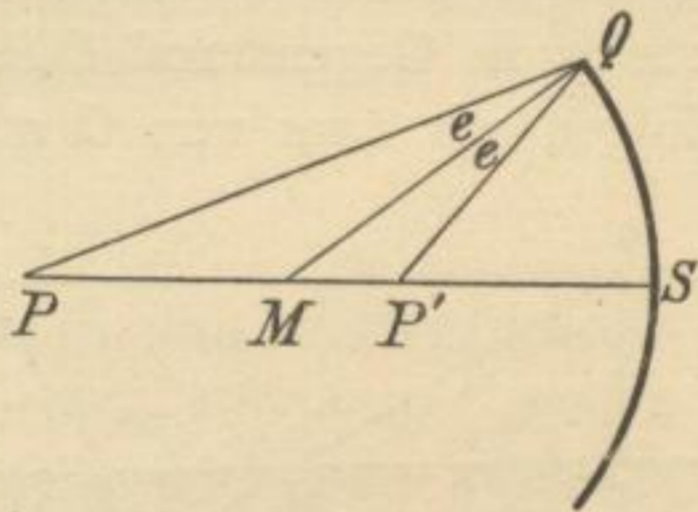


Fig. 7

Nehmen wir zunächst an, der leuchtende Punkt  $P$  liege auf der Achse des Spiegels, die durch dessen Mittelpunkt  $M$  und Scheitel  $S$  geht. Verläuft ein Strahl in der Richtung der Achse  $MS$ , so wird er in sich reflektiert, da der Radius senkrecht auf der Tangente steht. Das Bild des Punktes  $P$  muß also auf der Spiegelachse liegen. Ein anderer Strahl  $PQ$  bilde mit dem Radius  $MQ$  den Winkel  $e$ . Mithin muß er auch nach der Reflexion mit dem Lote, nämlich dem Kugelradius  $MQ$ , den gleichen Winkel  $e$  einschließen. Der so definierte Strahl  $QP'$  schneidet in  $P'$  die Spiegelachse; folglich muß  $P'$  das Bild des leuchtenden Punktes  $P$  sein, und umgekehrt  $P$  das Bild des Punktes  $P'$ .

Von besonderer Wichtigkeit ist die Lage des Bildpunktes, der einem unendlich weit entfernten leuchtenden Punkte entspricht. Dann wird die Linie  $PQ$  parallel zur Achse, und eine kurze Rechnung zeigt, daß der zugehörige Bildpunkt in der Mitte zwischen Scheitel  $S$  und Mittelpunkt  $M$  liegt. Diesen besonderen Bildpunkt nennt man, weil frühzeitig erkannt wurde, daß sich alle Sonnenstrahlen in einem Punkte sammeln ließen, den Brennpunkt des Spiegels. Je kleiner dessen Krümmungshalbmesser, um so näher liegt der Brennpunkt am Spiegel, und um so kleiner werden die Bilder, die der Spiegel von einem Gegenstande entwirft. Man hat als Kennzeichen der optischen

Brennpunkt und Brennweite

Wirkung des Spiegels nicht seinen Radius, sondern die Brennweite eingeführt, nämlich den Abstand zwischen Brennpunkt und Spiegelscheitel, der nach dem Vorigen gleich dem halben Radius  $MS$  ist.

Konstruktion des Spiegelbildes

Hieraus folgt ein Verfahren zur Konstruktion des von einem Hohlspiegel entworfenen Bildes. Soll der senkrecht zur Achse stehende Gegenstand  $OP$  (Fig. 8) abgebildet werden, so verfolgen wir zwei von  $O$  ausgehende Strahlen. Von dem einen,

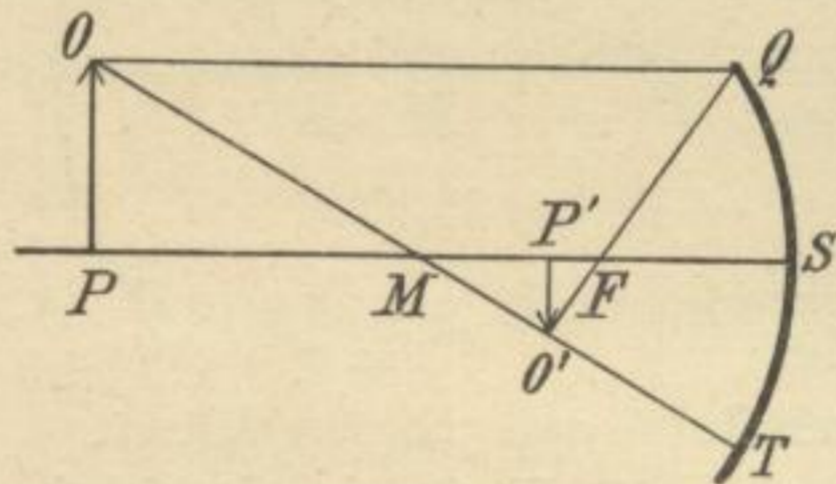


Fig. 8

durch den Spiegelmittelpunkt  $M$  gehenden wissen wir, daß er senkrecht auf die Spiegelfläche fällt und deshalb von  $T$  aus in sich zurückgeworfen wird. Der andere, parallel zur Achse verlaufende Strahl  $OQ$  verläuft so, daß er nach seiner Reflexion durch den Brennpunkt  $F$  geht,

wo  $MF = FS$  ist. Der Schnittpunkt der beiden Strahlen  $QF$  und  $TM$  ist der Bildpunkt von  $O$  und das Lot  $O'P'$  das gesuchte Bild des Gegenstandes  $OP$ .

Beziehungen zwischen Objekt und Bild

Die Rechnung zeigt nun weiter, daß zwischen den Abständen der Objekt- und Bildebene von der Brennpunktsebene, auf der Achse gemessen, eine sehr einfache Beziehung besteht. Wenngleich auch für die Photographie die Abbildung mittels Spiegeln von untergeordneter Bedeutung ist, so erscheint doch die Untersuchung von Größe und Lage der Bilder schon an dieser Stelle von Wert, weil, wie wir sehen werden, diese Beziehungen ganz allgemeiner Natur sind und ihre genaue Diskussion unerlässlich ist. Selbstverständlich kann es nicht Aufgabe unserer Betrachtungen sein, auch die mathematischen Herleitungen ausführlich anzugeben, vielmehr muß es genügen, von den als richtig anzunehmenden Formeln auszugehen.

Grundgleichungen für Lage und Größe des Bildes

Wir messen den Abstand des abzubildenden Gegenstandes wie den seines Bildes nicht, wie es meistens in elementaren Lehrbüchern der photographischen Optik zu geschehen pflegt, vom Spiegelscheitel  $S$ , sondern vom Brennpunkte  $F$  aus. Hier, wie



später bezeichnen wir den Brennpunktsweg mit  $x$ , den der Bildebene mit  $x'$ , die Brennweite gleich dem halben Spiegelradius mit  $f$ . Dann heißt die erste Grundgleichung für die Lage von Objekt und Bild:

$$(A) \quad x x' = f^2.$$

Nennen wir ferner die Größe des Objektes  $y$ , die des Bildes  $y'$ , so wird die zweite Grundgleichung für das Verhältnis von Objekt- und Bildgröße:

$$(B) \quad y' : y = f : x = x' : f.$$

Aus der ersten Gleichung folgt, daß  $x$  und  $x'$  stets gleichzeitig entweder positiv oder negativ sind; als positiv wollen wir  $x$  oder  $x'$  rechnen, wenn sich Objekt oder Bild zwischen Brennpunkt und Scheitel befinden. Wir können also auch so den Satz aussprechen: Objekt und Bild liegen stets auf derselben Seite des Brennpunktes eines Hohlspiegels. Ferner muß, da das Produkt  $x x'$  konstant gleich  $f^2$  ist, einem großen Objektabstande  $x$  ein kleiner Bildabstand  $x'$  entsprechen, und umgekehrt; wächst  $x$ , so nimmt  $x'$  ab. Eine derartige Abbildung, bei der sich Objekt und Bild gegeneinander zu bewegen, nennt man rückläufig, im Gegensatze zu der rechtläufigen Abbildung, wie sie bei allen Brechungen auftritt.

Rück-  
läufige  
und recht-  
läufige  
Abbildung

In der zweiten Gleichung kann der Quotient  $y' : y$  einen negativen Wert annehmen. Dann ist das Bild dem Objekte entgegengesetzt gerichtet, d. h. umgekehrt, während es für einen positiven Wert von  $y' : y$  gleichgerichtet oder aufrecht steht. Ist  $y' : y$  größer als Eins, so ist das Bild vergrößert, für  $y' : y$  kleiner als Eins verkleinert. Wächst die Brennweite  $f$ , so wird auch  $y'$  größer. Durch die Brennweite ist also ein Maßstab für die Abbildung gegeben.

Maßstab  
für die  
Abbildung

Legen wir dem Brennpunktsweg  $x$  alle Werte bei, die er überhaupt von minus unendlich bis  $f$  annehmen kann, so erhalten wir drei Räume, die sich scharf voneinander trennen, nämlich den ersten von minus unendlich bis zum Spiegelmitelpunkte, den zweiten von hier bis zum Brennpunkte und den dritten vom Brennpunkte bis zum Scheitel.

Die drei  
Teile des  
Objekt-  
und Bild-  
raumes

Befindet sich der Gegenstand im ersten Raume zwischen minus unendlich und dem Spiegelmittelpunkte, so liegt das Bild zwischen Brennpunkt und Spiegelmittelpunkt; es ist umgekehrt, verkleinert und auffangbar oder reell. Fallen Gegenstand und Bild im Spiegelmittelpunkte zusammen, so sind beide gleich groß, aber entgegengesetzt gerichtet.

Befindet sich der Gegenstand im zweiten Raume zwischen dem Spiegelmittelpunkte und dem Brennpunkte, so liegt das Bild zwischen Spiegelmittelpunkt und minus unendlich; es ist umgekehrt, vergrößert und reell.

Befindet sich der Gegenstand im dritten Raume zwischen dem Brennpunkte und dem Spiegelscheitel, so liegt das Bild zwischen plus (also in Fig. 8 rechts) unendlich und dem Spiegelscheitel; es ist aufrecht, vergrößert und nicht auffangbar, da es hinter dem Spiegel liegt, oder virtuell.

Diese Änderungen in Lage und Größe von Objekt und Bild sind hier dieselben wie bei den Linsensystemen, nur daß bei diesen sowohl der vordere wie der hintere Brennpunkt zu berücksichtigen sind, während es sich hier nur um einen Brennpunkt handelt.

Bereich  
der punktförmigen  
Abbildung, paraxiale  
Strahlen

Den von uns aufgestellten Formeln (A) und (B) liegt jedoch eine Voraussetzung zugrunde, die von der größten Wichtigkeit für unsere weiteren Betrachtungen ist. Wie wir früher sahen, können wir nur dann von einer punktförmigen Abbildung bei der Brechung eines homozentrischen Strahlenbüschels an einer Ebene sprechen, wenn durch Abblendung der Öffnungswinkel so klein gemacht ist, daß die kaustische Kurve in einen Punkt zusammenschrumpft. Das gleiche gilt nun auch für die Abbildung durch Spiegelung an einer Kugelfläche. Die Bedingung dafür, daß hier eine punktweise Abbildung stattfindet, ist die einer sehr kleinen Neigung der Lichtstrahlen gegen die Achse des Spiegels. Derartige achsennahe verlaufende Strahlen nennt man auch Nullstrahlen oder paraxiale, den von ihnen durchsetzten, die Achse umschließenden fadenförmigen Raum den Gaußischen. Einer solchen Gaußischen Abbildung mittels paraxialer Strahlen kommen wir sehr nahe, wenn wir dem Spiegel einen sehr kleinen Durchmesser geben.

Stellen wir aber den Hohlspiegel mit einer Öffnung her, wie sie die Praxis fordert, und bestimmen wir nach dem Reflexionsgesetze für jeden Strahl eines von einem Achsenpunkte ausgehenden homozentrischen Büschels den Schnittpunkt mit der Achse, so finden wir, daß schon bei mäßigem Öffnungswinkel dieser Schnittpunkt von dem nur durch die paraxialen Strahlen erzeugten fortrückt. Diese Abweichung, auf der Achse gemessen, nennt man sphärische Abweichung oder Aberration; sie wird um so größer, je stärker der Strahl zur Achse geneigt ist.

Sphärische  
Ab-  
weichung

Fig. 9 gibt einen Überblick über den Verlauf eines weitgeöffneten Büschels, wobei der Einfachheit halber der leuchtende axiale Punkt als im Unendlichen liegend angenommen ist, so daß alle Strahlen achsenparallel einfallen. In diesem Falle liegt der Bildpunkt der Nullstrahlen im Brennpunkte, während die axialen Schnittpunkte der anderen Strahlen um so näher dem Spiegelscheitel rücken, je größer der Abstand von der Achse ist, in dem sie auf den Spiegel fallen. Verbinden wir die aufeinander folgenden Schnittpunkte zweier benachbarten Strahlen, so bekommen wir eine eigentümlich gekrümmte Kurve (in Fig. 9 stark gezeichnet), die wegen der Symmetrie des Spiegels zur Achse gleichfalls zu dieser symmetrisch ist und im Brennpunkte eine Spitze hat. Diese Kurve ist die bereits erwähnte kaustische oder Brennlinie, aus deren Gestalt man einen Schluß auf die Helligkeitsverteilung in den verschiedenen Einstellungsebenen zwischen Brennpunkt und Spiegelscheitel ziehen kann. Wird diese nur durch Spiegelung erzeugt, so nennt man sie auch Katakaustik. Für den besonderen Fall des unendlich weit entfernten Objektpunktes ist die Brennlinie eine Epizykloide. Lassen wir die kaustische Kurve um die Achse des Spiegels rotieren, so erhalten wir für das ganze auf den Spiegel fallende räumliche Lichtbüschel die kaustische oder Brennfläche.

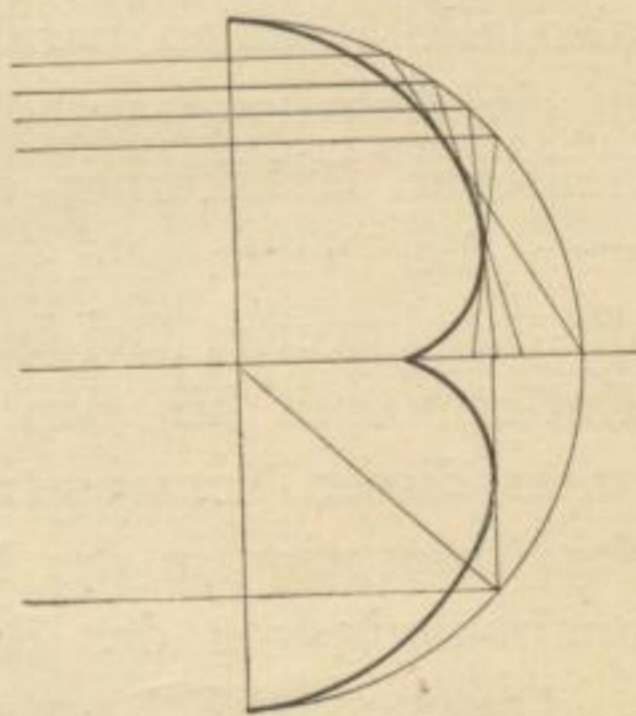


Fig. 9

Abwei-  
chungen  
von der  
Kugel-  
gestalt des  
Hohl-  
spiegels

Es ist also bei der Abbildung eines axialen leuchtenden Punktes durch Spiegelung an einer hohlen Kugelfläche stets das Auftreten der sphärischen Abweichung zu erwarten. Nur wenn sich der Punkt im Kugelmittelpunkte befindet, werden alle von ihm ausgehenden Strahlen in einem Punkte wieder vereinigt, nämlich im leuchtenden Punkte selbst. Geht man jedoch von der Kugelgestalt des Spiegels ab, so hat man die Möglichkeit, alle Strahlen eines punktförmigen Gegenstandes in einem beliebig gelegenen anderen Punkte homozentrisch zu vereinigen. Die spiegelnde Fläche ist in diesem Falle ein Rotationsellipsoid, in dessen beiden Brennpunkten Gegenstand und Bild stehen. Liegt der leuchtende Punkt im Unendlichen, fallen also alle Strahlen parallel zur Achse ein, so geht jene Fläche in ein Rotationsparaboloid über. Umgekehrt sendet ein parabolischer Hohlkörper ein achsenparalleles Bündel aus, wenn man die Lichtquelle in seinen Brennpunkt stellt. So wirken die Scheinwerfer, bei denen das ausstrahlende Bündel auf große Entfernungen hin den gleichen Querschnitt hat und deshalb unter dieser Voraussetzung einen Gegenstand, abgesehen von der Absorption in der Luft, mit annähernd gleicher Helligkeit unabhängig von der Entfernung bestrahlt.

Ver-  
wendung  
der Hohl-  
spiegel in  
der Photo-  
graphie

Obschon die Verwendung eines Hohlspiegels für photographische Zwecke oft angeregt worden ist, haben sich unter diesem Gesichtspunkte gebaute Apparate nicht einführen können. Dies hat zunächst seinen Grund in der eigentümlichen Lage des Bildes, die eine Einschaltung anderer Spiegel nach Art der astronomischen Reflektoren bedingt. Stellt man die photographische Platte unmittelbar in die Bildebene, wie bei den astrophotographischen Aufnahmen, so wird ein zu großer Teil des einfallenden Lichtes abgeschnitten. Ferner ist das brauchbare Bild klein, so daß in dieser Beziehung der Hohlspiegel nicht mit den photographischen Objektiven in Wettbewerb treten kann. Vielleicht käme er für kinematographische Aufnahmen, auch nach dem Dreifarbenverfahren, in Betracht. Hingegen benutzt man Hohlspiegel mit Vorliebe für solche astrophotographische Aufnahmen, bei denen es sich

um die Wiedergabe feiner Einzelheiten bei schwierigen Objekten, z. B. Nebelflecken, handelt. Der Lichtverlust ist sehr gering, bei oberflächlich versilberten Glasspiegeln etwa 6%. Da man ferner dem Spiegel ein großes Öffnungsverhältnis, bis  $f:2$ , geben kann, kommt man mit verhältnismäßig geringen Belichtungszeiten aus. Wenngleich auch die Ausdehnung des brauchbaren Bildes bei diesen großen Öffnungen sehr gering ist, so ist doch die Abbildung axialer Objekte wegen des vollkommenen Fehlens der bei Linsen unvermeidlichen chromatischen Abweichungen derart ausgezeichnet, daß noch die zartesten Gebilde auf der photographischen Platte deutlich erscheinen, deren Wiedergabe selbst der besten Linsenkombination unmöglich ist.

Den Gegensatz zu den bisher besprochenen Hohl-, konkaven oder Sammelspiegeln bilden die erhabenen, konvexen oder Zerstreuungsspiegel. Bei diesen geht die Spiegelung an der Außenfläche einer Kugel vor sich. Wie Fig. 10 zeigt, wird ein vom Punkte  $O$  aus achsenparallel einfallender Strahl in  $Q$  so reflektiert, als ob er von dem Punkte  $F$  herkäme, der in der Mitte zwischen  $S$  und  $M$  liegt. Unsere früheren Betrachtungen gelten auch hier; nur sind der Brennpunkt  $F$  und die Brennweite  $SF$  nicht mehr reell, sondern virtuell. Wie die entsprechend auf einen Zerstreuungsspiegel angewandten Formeln (A) und (B) zeigen, ist auch hier die Abbildung rückläufig, und zwar entspricht einem von minus unendlich bis zum Spiegelscheitel  $S$  sich bewegenden Gegenstande  $OP$  ein vom Brennpunkte  $F$  bis gleichfalls zum Spiegelscheitel  $S$  wanderndes virtuelles Bild, das aufrecht und verkleinert ist. Dessen Konstruktion ergibt sich unmittelbar aus der Fig. 10, deren Buchstaben für die entsprechenden Punkte mit den der Fig. 8 übereinstimmen.

Auch hier finden wir, daß die Abbildung durch homozen-

Konvex-  
spiegel

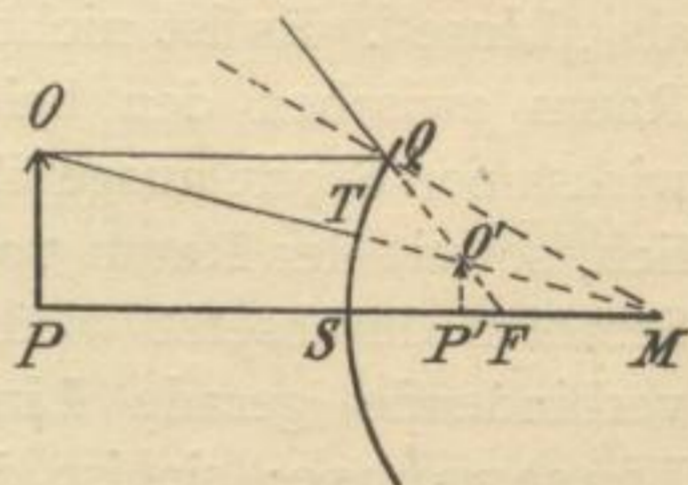


Fig. 10

Anwen-  
dung des  
Konvex-  
spiegels

trische Büschel aufhört, sobald wir den Raum der paraxialen Strahlen verlassen, und daß eine sphärische Abweichung eintritt, die jedoch einen entgegengesetzten Charakter gegenüber der des Hohlspiegels hat. Die praktische Optik hat sich des Konvexspiegels nur bei der Konstruktion des Cassëgrainschen Spiegelteleskopes bedient. Handelt es sich darum, ein optisches Instrument auf einen leuchtenden Punkt einzustellen, so wählt man dafür oft das virtuelle Bild, das die Oberfläche einer mit Quecksilber gefüllten Thermometerkugel von der Sonne entwirft.

## 6. Die einfache Linse.

Linsen,  
ihre Ele-  
mente und  
deren Be-  
zeichnung

Wenn wir einen festen Körper derart bearbeiten, daß er von zwei Kugelflächen begrenzt wird, so erhalten wir eine sphärische Linse. Im Gegensatz zu den von anders gekrümmten Flächen begrenzten Linsen, die jedoch für die praktische Optik ohne Bedeutung sind, bezeichnet man die sphärische auch schlechthin als „Linse“. Es ist nicht nötig, daß bei einer Linse der ganze Raum zwischen den beiden Kugelflächen mit einem optisch wirksamen Stoffe ausgefüllt ist; dies wird vielmehr nur erforderlich, soweit der Raum von den zur Bilderzeugung notwendigen Strahlen durchsetzt wird. Eine die beiden Kugelmittelpunkte verbindende gerade Linie nennt man die optische oder Linsenachse; sie ist die Symmetrieachse. Der auf ihr gemessene Abstand der beiden Kugelscheitel ist die Dicke der Linse. Aus den beiden Kugelhalbmessern und der Dicke ergibt sich der Linsendurchmesser, falls die Linse von der kreisförmigen Durchschnittslinie der beiden Kugelflächen begrenzt wird. In diesem Falle nennt man die Linse scharf. Ist jedoch die Dicke größer, als es bei gegebenem Durchmesser und Krümmungsmaß der beiden Kugelflächen erforderlich ist, so pflegt man die Linse zu zentrieren, d. h. durch eine achsenparallele Zylinderfläche, die optisch unwirksam bleibt, zu begrenzen. Zur Konstruktion einer Linse gehören also Angaben über fünf Elemente: Brechungsquotient des

Linsemediums, Radien, Dicke und Durchmesser oder freie Öffnung.

Wollen wir eine Linse und den zugehörigen Strahlengang zeichnerisch darstellen, so begnügen wir uns mit einem durch die Achse gelegten Hauptschnitte. Die zugehörigen Kugelschnitte werden dann Kreise, während die begrenzende Zylinderfläche in zwei achsenparallelen Geraden zerschnitten erscheint.

Bei allen Untersuchungen nehmen wir schließlich an, daß die Linse beiderseitig an Luft grenze.

Zunächst haben wir den Durchgang des Lichtes durch die erste Kugelfläche (Fig. 11) zu untersuchen.  $PP'$  sei die Linsenachse, die durch den Mittelpunkt  $M$  dieser Fläche und deren

Brechung  
an einer  
Kugel-  
fläche

Scheitel  $S$  geht. In  $P$  befinde sich ein leuchtender Punkt, der ein in der Zeichenebene verlaufendes Strahlenbüschel aussendet, aus dem wir zwei Strahlen  $PS$  und  $PQ$  herausgreifen. Entsprechend unseren früheren Unter-

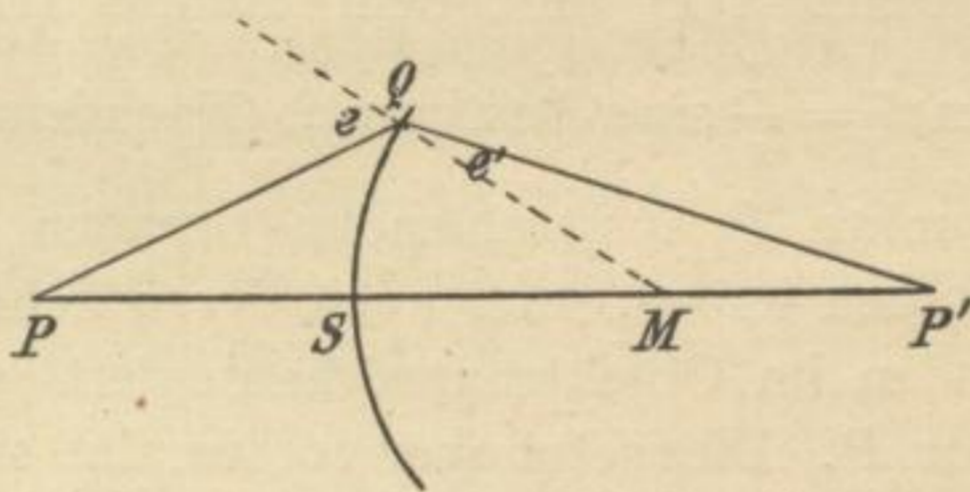


Fig. 11

suchungen muß auch das gebrochene Büschel in derselben Ebene verlaufen. Wollte man die Gesamtheit aller im Raume von  $P$  ausfahrenden Strahlen berücksichtigen, so muß man die ganze Figur um die Achse  $PP'$  rotieren lassen, da der Verlauf zu dieser nach allen Richtungen des Raumes symmetrisch ist.

Der im Scheitel  $S$  auf die brechende Kugelfläche fallende Strahl verläuft in der Richtung der Achse und des Radius und steht deshalb senkrecht auf der Fläche;  $PSM$  ist das Einfallslot selbst. Das Bild des Punktes  $P$  oder der zu  $P$  konjugierte Punkt muß also auf der optischen Achse liegen; da der Linie  $PS$  im Objektraume die Linie  $SP'$  im Bildraume entspricht, ist die Achse sich selbst konjugiert.

Die brechende Fläche kann entweder konkav oder, wie es in Fig. 11 gezeichnet ist, konvex gegen den in Luft befindlichen Punkt  $P$  gelagert sein. Wir wollen diese beiden Lagen durch

Charakter  
der Fläche

das Vorzeichen unterscheiden, das wir dem Radius  $r = QM$  der Fläche geben; und zwar nennen wir die Fläche positiv, wenn sie gegen das einfallende Licht zu erhaben ist, wenn also der Kugelmittelpunkt durch die Fläche von dem einfallenden Lichtbüschel getrennt ist. Negativ soll der Radius und die Fläche sein, wenn diese gegen das einfallende Licht zu hohl ist. Wir nehmen dabei noch an, daß die Bewegung der Strahlen stets von links nach rechts gerichtet sei.

Um die Richtung des an der positiven Fläche  $QS$  (Fig. II) gebrochenen Strahles, der dem Strahle  $PQ$  konjugiert ist, festzustellen, errichten wir in  $Q$  das Einfallslot, das mit dem Radius  $MQ$  zusammenfällt. Dann wird der Winkel  $e'$  des gebrochenen Strahles  $QP'$  mit dem Radius  $QM$  durch die Gleichung:

$$\sin e' = \frac{1}{n} \sin e$$

Nachdem wir so die zu zwei vom Punkte  $P$  ausstrahlenden Geraden konjugierten Geraden gefunden haben, muß auch deren Schnittpunkt zu dem der Geraden im Objektraume konjugiert sein.  $P'$  ist also das Bild von  $P$ . Dies setzt aber voraus, daß sich alle von  $P$  ausgehenden Strahlen nach der Brechung in  $P'$  schneiden. Wie die Rechnung zeigt und nach unseren früheren Darlegungen ohne weiteres einleuchtet, gilt unsere Schlußfolgerung nur für den fadenförmigen Raum, der die Achse umgibt, und innerhalb dessen die Abbildung durch Nullstrahlen erfolgt.

Beschränkung auf paraxiale Strahlen

Brennpunkt und Brennweite

Fällt der Strahl  $PQ$  parallel der Achse ein, liegt also  $P$  nach unserer Bezeichnung in minus unendlich, so schneidet der konjugierte Strahl die Achse in einem Punkte, dessen Abstand von dem Scheitel  $S$  der brechenden Fläche die Rechnung

$$\text{zu } r \frac{n-1}{n} \text{ ergibt. Diesen Punkt nennen wir den hinteren}$$

Brennpunkt der Fläche, seinen Abstand vom Scheitel der Fläche hintere Brennweite. Im Gegensatz hierzu erhalten wir den vorderen Brennpunkt, wenn wir von rechts her einen achsenparallelen Strahl einfallen lassen, der beim Austritte in Luft von dem Einfallslot weggebrochen wird und die Achse in dem zum unendlich fernen konjugierten Punkte



schneidet. Dessen Abstand vom Scheitel ist dann  $r(n - 1)$  und gleich der vorderen Brennweite. Wir sehen also, daß die vordere und hintere Brennweite einer brechenden Kugelfläche nicht gleich sind.

Hieraus geht hervor, daß beim Übergange vom optisch dünneren ins dichtere Medium eine Sammelwirkung eintritt, sobald die Fläche erhaben ist, und ebenso für eine hohle Fläche, wenn sich das Licht vom dichteren ins dünnere Medium bewegt. Wir sprechen in diesem Falle von einer kollektiven oder sammelnden Fläche.

Im anderen Falle wirkt eine Fläche dispansiv oder zerstreuend, wenn sie für den Übergang vom optisch dünneren ins dichtere Medium hohl oder für den Übergang vom dichteren ins dünnere Medium erhaben gegen das Licht gewölbt ist. In diesem Falle scheinen die achsenparallelen Lichtstrahlen nach der Brechung von auf der anderen Seite der Fläche gelegenen Brennpunkten herzukommen, die wir deshalb als virtuelle bezeichnen, im Gegensatze zu den reellen Brennpunkten der sammelnden Fläche.

Der Strahlengang eines axialen Büschels bei dem Durchgange durch eine Linse ist nun ohne weiteres durch die wiederholte Anwendung des eben Auseinandergesetzten auf die zweite Linsenfläche gegeben. Der Strahl  $QP'$  (Fig. 12) trifft in  $Q'$  die zweite Linsenfläche und tritt nach der Brechung in Luft hinaus. Da in diesem Falle der Winkel  $e'''$  entsprechend der Gleichung:  $\sin e''' = n \sin e''$  größer als der Einfallswinkel  $e''$  ist, wird die Konvergenz des Strahles  $PQQ'$  durch die sammelnde Wirkung der Fläche  $Q'S'$  erhöht, so daß der Bildpunkt  $P''$  näher an die beiden Linsenscheitel heranrückt. Wir sehen auch, daß die Lage des Punktes  $P''$

Strahlengang in einer Linse

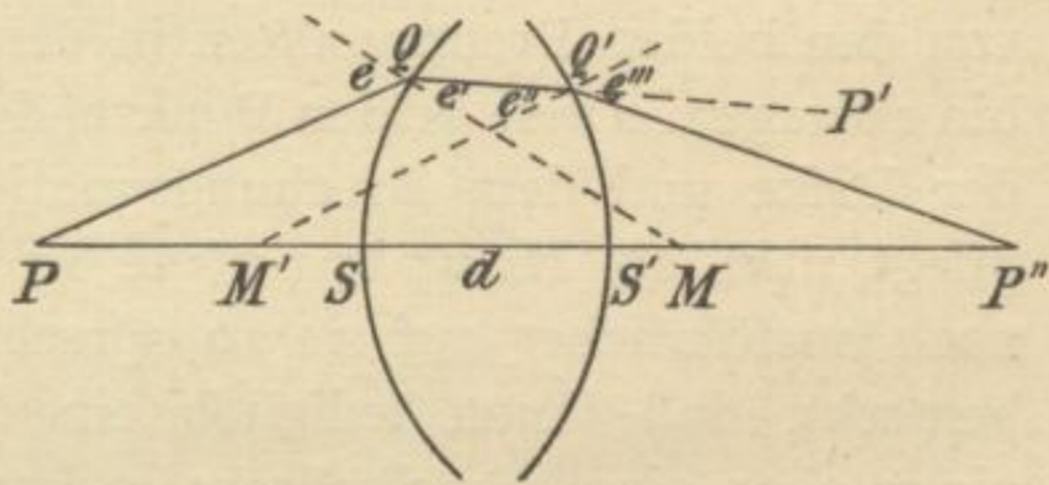


Fig. 12

nach der Brechung in Luft hinaus. Da in diesem Falle der Winkel  $e'''$  entsprechend der Gleichung:  $\sin e''' = n \sin e''$  größer als der Einfallswinkel  $e''$  ist, wird die Konvergenz des Strahles  $PQQ'$  durch die sammelnde Wirkung der Fläche  $Q'S'$  erhöht, so daß der Bildpunkt  $P''$  näher an die beiden Linsenscheitel heranrückt. Wir sehen auch, daß die Lage des Punktes  $P''$

Unendlich  
dünne  
Linse

wesentlich von der Linsendicke  $d$  beeinflußt wird. Ist sie so klein, daß der Strahlengang durch sie nicht beeinflußt wird, die Linse also nach der allgemeinen Ausdrucksweise unendlich dünn, so ist der Abstand des dem unendlich weit entfernten Punkte  $P$  konjugierten Brennpunktes  $P''$  von den zusammenfallenden Linsenscheiteln  $S$  und  $S'$  gleich der hinteren Brennweite. Dasselbe gilt von der Lage des vorderen Brennpunktes bei einer unendlich dünnen Linse.

Brenn-  
punkt-  
abstände

Es zeigt sich nun, daß vordere und hintere Brennweite einer beliebig dicken Linse, die sich in Luft befindet, gleich sind. Dies erscheint dem Photographen als etwas Selbstverständliches, denn, wenn er eine beliebige Aufnahme gemacht hat, so muß er, von anderem abgesehen, die Gegenstände auf der Platte in derselben Größe erhalten, wenn er die Aufnahme mit umgedrehtem Objektiv wiederholt. Schrumpft die Dicke der Linse (Fig. 12) so zusammen, daß  $S$  und  $S'$  identisch werden, so werden auch die Abstände der beiden Brennpunkte von der unendlich dünnen Linse gleich. Dies trifft aber nicht mehr zu, wenn wir mit einer endlichen Dicke zu rechnen haben. In diesem allgemeinen Falle erhalten wir die Punkte, von denen aus wir die Brennweite rechnen, dadurch, daß wir diese auf der Achse von den beiden Brennpunkten in der Richtung nach der Linse hin abtragen. Diese beiden Punkte, deren Lage von den Radien, der Dicke und dem Brechungsquotienten der Linse abhängt, pflegt man als Hauptpunkte zu bezeichnen. Wir werden noch ausführlicher auf sie zu sprechen kommen; hier sei nur bemerkt, daß ihnen lediglich eine geometrische Bedeutung, nicht aber eine physikalische zukommt, wie sie die Brennpunkte besitzen.

Nulllinsen

Hätten wir der zweiten Linsenfläche in Fig. 12 eine entgegengesetzte Krümmung gegeben, so wäre die Konvergenz des von  $P$  ausfahrenden Strahlenbüschels vermindert, wenn nicht gar in Divergenz verwandelt worden. Ist die Linse unendlich dünn, so wird dann die sammelnde Wirkung der ersten Fläche durch die zerstreue der zweiten Fläche aufgehoben, wenn die beiden Flächen gleich gekrümmt sind.

Derartige Linsen, die die Form eines Uhrglases haben, nennt man Nullinsen. Sie verhalten sich im paraxialen Raume wie eine planparallele Platte und ändern die Richtung eines Strahles nicht. Nullinsen werden in der photographischen Optik häufig angewandt. Will man an eine Linse eine zweite so anschließen, daß die Lichtstrahlen unmittelbar von einer in die andere treten, so gibt man den Nachbarflächen gleiche, aber entgegengesetzte Krümmung. Zwischen diese Flächen bringt man etwas Kanadabalsam, dessen Überschuß man durch Aneinanderpressen der Linsen entfernt. Die Linsen werden durch Erhärten des Kanadabalsames miteinander verkittet, der die Form einer Nulllinse angenommen hat und deshalb den Strahlengang nicht beeinflußt. Nur bei sehr ungeschicktem Zusammenkitten kann sich die Anwesenheit dieses bräunlichen Stoffes an der Absorption bemerkbar machen.

Durch Kombination konvexer und konkaver Flächen erhalten wir verschiedene Formen von Linsen. Wir fügen noch den besonderen Fall eines unendlich großen Krümmungsradius einer Fläche hinzu, die dann eine Ebene

ist. Da die Herstellung ebener Flächen dem Optiker gewisse Vorteile bietet, pflegt man die Einteilung auch unter diesem Gesichtspunkte vorzunehmen. Von den in Fig. 12a gezeichneten Linsen sind 1, 2 und 3 sammelnd, und zwar nennen wir 1 bikonvex oder doppelthaben, 2 plankonvex. Bei der konvexkonkaven Sammellinse 3 ist der Radius der ersten positiven Fläche kleiner als der der zweiten zerstreuen Fläche. 4, 5, 6 sind Zerstreulinsen. 4 ist bikonkav oder doppelthohl, 5 plankonkav, 6 konvexkonkav. Sind bei einer bikonvexen oder

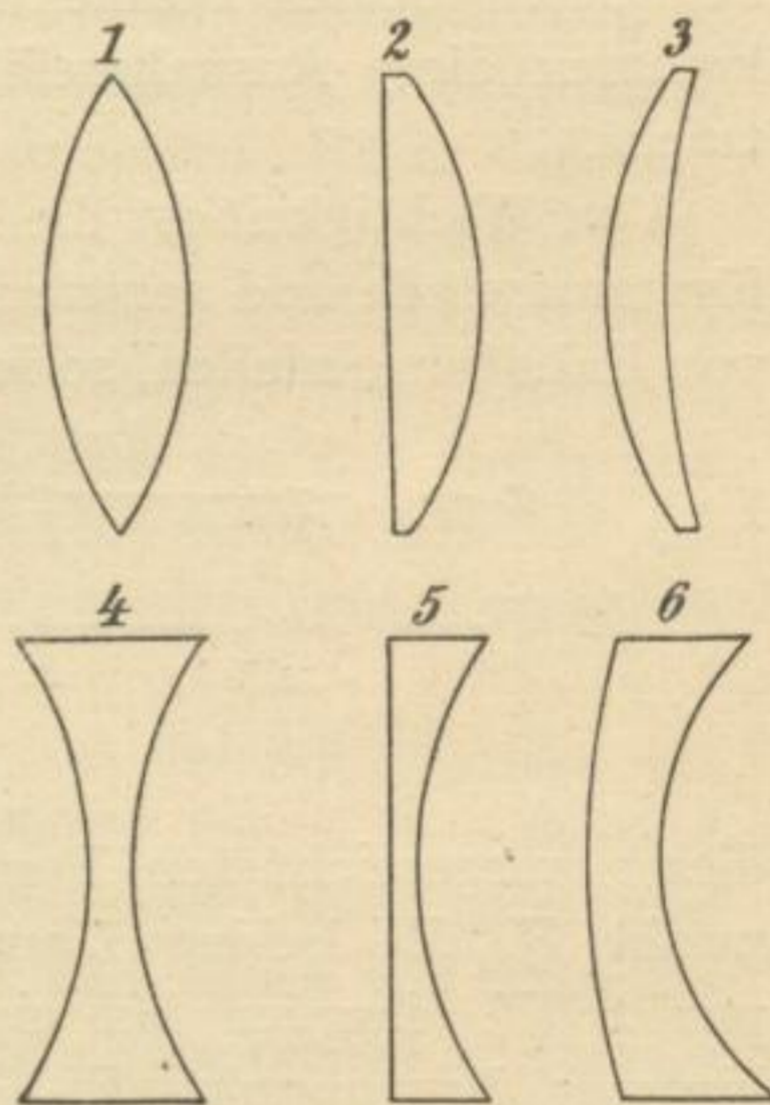
Linsen-  
formen

Fig. 12 a

bikonkaven Linse die beiden Kugelradien gleich, so spricht man auch von einer gleichschenkligen Linse. Eine konvexkonkave Linse (3, 6) nennt man Meniskus.

Mittel-  
und Rand-  
dicke

Vergleicht man die sechs gezeichneten Typen untereinander mit Bezug auf ihre Mitteldicken, so finden wir den Satz: Nach dem Rande zu werden Sammellinsen dünner, Zerstreuungslinsen dicker. Dieser Satz gilt streng für alle Linsen beliebiger Dicke mit Ausnahme der bikonvexen Linsen und der Menisken mit zunehmender Dicke nach dem Rande hin, bei diesen beiden Formen nur für mäßige Dicken. Indessen kommen diese Ausnahmefälle für uns hier keinesfalls in Betracht.

Folge der  
Brenn-  
und  
Haupt-  
punkte

Von Wichtigkeit ist die Lage der Brenn- und Hauptpunkte für sammelnde und zerstreue Linsen. Lassen wir das Licht von links her einfallen, so ist bei Sammellinsen die Reihenfolge

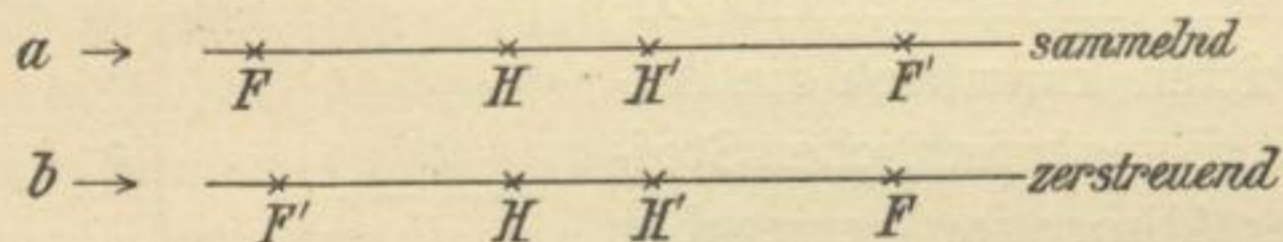


Fig. 13

dieser ausgezeichneten Punkte (Fig. 13, a): vorderer Brennpunkt  $F$ , die beiden Hauptpunkte  $H$ ,  $H'$ , hinterer Brennpunkt  $F'$ , dagegen bei einer Zerstreuungslinse (Fig. 13, b): hinterer Brennpunkt  $F'$ , die beiden Hauptpunkte  $H$ ,  $H'$ , vorderer Brennpunkt  $F$ . Stets aber ist  $FH = H'F'$ .

Formel für  
die Brenn-  
weite einer  
unendlich  
dünnen  
Linse

Wie die Rechnung zeigt, besteht ein einfacher Zusammenhang zwischen den Konstanten einer unendlich dünnen Linse und deren Brennweite  $f$ . Sind  $r_1$  und  $r_2$  die Radien der beiden Kugelflächen, deren Vorzeichen durch die Krümmung gegenüber dem einfallenden Lichte bestimmt ist,  $n$  der Brechungsquotient der in Luft befindlichen Linse, so wird:

$$\frac{1}{f} = (n - 1) \left( \frac{1}{r_1} - \frac{1}{r_2} \right).$$

Darf die Dicke nicht vernachlässigt werden, so tritt noch ein Zusatzglied hinzu.

Setzen wir in dieser Gleichung  $r_1$  und  $r_2$  positiv und negativ, so erhalten wir unsere in Fig. 12a veranschaulichten Linsenformen und auch den numerischen Betrag der Brennweite, so daß wir entscheiden können, ob diese positiv und damit die Linse sammelnd, oder ob sie negativ und damit die Linse zerstreud wird.

Um den Gebrauch der Brennweitenformel durch ein Beispiel zu erläutern, nehmen wir an, daß aus einem Glase mit dem Brechungsquotienten  $n = 1,6$  ein konvexkonkaver Meniskus hergestellt sei, dessen Radien 24 und 34 mm betragen mögen. Da beide Flächen gegen das einfallende Licht zu erhaben sind, haben wir  $r_1 = +24$  und  $r_2 = +34$  zu setzen. Unter Vernachlässigung der Linsendicke finden wir dann  $\frac{1}{f} = 0,6 \left( \frac{1}{24} - \frac{1}{34} \right)$ . Demnach wird die Brennweite des sammelnden Meniskus + 136 mm. Der hintere Brennpunkt liegt 136 mm rechts von dem mit dem gemeinsamen Scheitel der beiden Flächen zusammenfallenden Hauptpunkte, der vordere um ebensoviel links davon.

Haben wir eine bikonkave Linse aus demselben Glase mit den Radien 24 und 36 mm, so müssen wir  $r_1 = -24$  und  $r_2 = +36$  setzen und finden die Brennweite -24 mm, also einer Zerstreuungslinse entsprechend. Der einem von links her einfallenden achsenparallelen Büschel entsprechende hintere Brennpunkt liegt also auf der linken Seite der Zerstreuungslinse und 24 mm von deren Scheitel entfernt; entsprechend der vordere Brennpunkt auf der rechten Seite der Linse. Diese eigentümliche Lage der ausgezeichneten Punkte bei Negativlinsen muß man sich vor Augen halten, wenn man die Wirkung eines Teleobjektives untersucht.

Wird eine Linsenfläche eben, so ist  $r = \infty$  und demgemäß  $\frac{1}{r} = 0$  zu setzen. Man bezeichnet das Umgekehrte  $\frac{1}{r} = \rho$  des Radius  $r$  als Krümmungsmaß der Fläche; je kleiner der Radius, um so stärker die Krümmung und deren Maß. Entsprechend wird der Einfluß, den eine Linse durch Änderung

Krümmungsmaß und Stärke

der Konvergenz oder Divergenz auf ein Strahlenbüschel ausübt, durch das Umgekehrte  $\frac{1}{f} = \varphi$  der Brennweite gemessen. Während bei einer Planparallelplatte, d. h. einer Linse mit zwei unendlich großen Radien, eine Beeinflussung der Divergenz eines Strahlenbüschels nicht eintritt, wird die Sammelwirkung einer Linse um so größer, je kleiner ihre Brennweite und das von ihr erzeugte Bild wird. Diese Sammel- oder Zerstreungswirkung einer Linse  $\varphi$  gleich der umgekehrten Brennweite  $f$  nennt man deshalb die Stärke der Linse.

Auf die Lage und Größe der von einer einfachen Linse erzeugten Bilder hier näher einzugehen, wäre zwecklos, da sie nur ein besonderer Fall der nun zu behandelnden zentrierten, aus beliebig vielen brechenden Flächen bestehenden Linsensysteme ist.

## 7. Die zentrierten Linsensysteme.

Beschränkung auf Kugelflächen

Auch bei der Untersuchung eines beliebigen optischen Systemes wollen wir uns auf die Objektive beschränken, die als photographische Projektionssysteme im weiteren Sinne Verwendung finden. Wir setzen also voraus, daß wir es nur mit brechenden Rotationsflächen zu tun haben, deren Symmetrieachsen zusammenfallen und die gemeinsame optische Achse bilden. Im allgemeinen sind diese Flächen Kugelflächen, und dementsprechend verbindet die Achse des Systems die Kugelmittelpunkte. Das Ganze ist also eine Vielheit koaxialer oder zentrierter Linsen. Entsprechend der Praxis der photographischen Aufnahmen soll sich das zentrierte Linsensystem in Luft befinden.

Wenn wir im vorhergehenden gewisse Erscheinungen infolge von Spiegelung und Brechung auf Grund der hierfür geltenden Gesetze abgeleitet haben, so folgten wir damit in der Hauptsache allen denen, deren Arbeiten der Ermittlung der Lage und Größe der von zentrierten Systemen erzeugten Bilder unter Zugrundelegen eben jener Gesetze galten. Hier ist vor allem

der Name Gauß zu erwähnen. Es kennzeichnet diese Untersuchungen, daß sie die Abbildung nur in dem die Achse umgebenden fadenförmigen Raume vor sich gehen lassen.

Es ist nun das große Verdienst von Abbe, gezeigt zu haben, daß alle diese Voraussetzungen über Ausdehnung des Raumbereiches, sowie über Form der Gesetze der Spiegelung und Brechung unnötige Beschränkungen sind, die man sich bis dahin bei der Untersuchung optischer Bilder auferlegt hatte. Im Gegenteil erhält man alle Sätze, die Aufschluß über Lage und Größe der optischen Bilder geben, wenn man ohne jede Voraussetzung über ein besonderes Reflexions- und Brechungsgesetz lediglich annimmt, daß eine Abbildung eines Raumbereiches in ein anderes mittels gerader Strahlen stattfindet. In welcher Weise man die optische Abbildung verwirklicht, ist für diese Betrachtung ganz belanglos. Eine derartige Beziehung zwischen zwei Raumbereichen oder, wie wir sie zu nennen gewohnt sind, Objekt- und Bildraum, pflegt man als kollinear zu bezeichnen.

Wenn wir bestimmen, daß die Abbildung des Objektraumes in den Bildraum und umgekehrt durch gerade Strahlen erfolgen soll, so sagen wir nur etwas, was uns bei jeder Beschäftigung mit einem photographischen Objektiv ohne weiteres einleuchtet und als selbstverständlich erscheint. Wollen wir uns auf diese letzteren beschränken, so haben wir noch eine zweite Voraussetzung zu machen. Je größer der Einfluß eines optischen Systems ist, um so stärker wird ein Strahl eines achsenparallelen Büschels aus seiner Richtung abgelenkt und um so steiler fällt er in dem Bildpunkte, der nichts anderes als der Brennpunkt ist, auf die Achse. Dieser Neigungswinkel soll nun der gleiche für beide Einfallsrichtungen des achsenparallelen Strahles sein, also gleichgültig, ob dieser zuerst auf die vordere oder hintere Fläche des aus zentrischen Einzellinsen bestehenden optischen Systems fällt, das beiderseitig an Luft grenzt.

Aus diesen beiden Voraussetzungen folgen nun schon die Gesetze der allgemeinen optischen Abbildung, wie wir sie für die Reflexion an Spiegeln unter Beschränkung auf den par-

Optische  
Abbildung  
nach Abbe,  
Kollinear-  
neation

axialen Raum kennen gelernt hatten, ohne jede Voraussetzung über die Raumgrenzen. In welcher Weise die Abbildung aber zu verwirklichen ist, kann sich nur aus den speziellen dioptrischen Gesetzen ergeben.

Lage von  
Objekt  
und Bild

Um die Lage von Objekt und Bild eindeutig zu bestimmen, zählen wir für Objekt- und Bildraum die zugehörigen Ent-

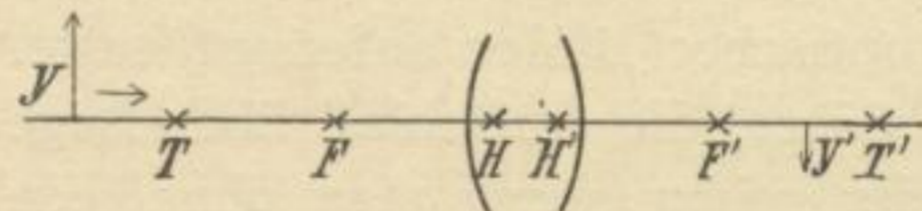


Fig. 14

fernungen  $x$  und  $x'$  von dem vorderen und hinteren Brennpunkte  $F$  und  $F'$  aus (Fig. 14). Das Licht soll sich von links nach rechts durch das zentrierte System be-

wegen. Dann heißt das erste allgemeine Abbildungsgesetz für ein in Luft befindliches zentriertes Linsensystem:

$$(A) \quad x x' = -f^2.$$

Hierin ist  $f$  eine Systemkonstante, die sogenannte Äquivalentbrennweite, deren Größe, wie wir sehen, nichts mit einem Brechungsgesetze zu tun hat und unter unserer Voraussetzung unabhängig von der Bewegungsrichtung des Lichtes ist.

Größe von  
Objekt  
und Bild

Nennen wir ferner die Objektgröße  $y$ , die Bildgröße  $y'$ , so erhalten wir die zweite allgemeine Gleichung:

$$(B) \quad y' : y = f : x = x' : f.$$

Je größer die Brennweite  $f$ , um so größer die Bilder. Die Brennweite ist also bestimmend für den Maßstab der Vergrößerung oder Verkleinerung. Geben wir in Gleichung (A) dem Objektabstand  $x$  einen großen negativen Wert, so folgt daraus ein kleiner positiver für den Bildabstand  $x'$ . Wandert das Objekt weiter nach rechts, so wird, weil  $x$  abnimmt, der Abstand des Bildes vom hinteren Brennpunkte  $F'$  immer größer, bis er schließlich unendlich groß wird, wenn  $x = 0$  und der Gegenstand im vorderen Brennpunkte  $F$  steht. Nähert sich das Objekt dem System, so springt das Bild von rechts unendlich nach links unendlich und bewegt sich dann gleichfalls von links nach rechts auf das System zu. Die Bewegungsrichtungen von Objekt und Bild stimmen also



überein; eine derartige Abbildung nennt man rechtläufig, im Gegensatz zu der rückläufigen, wie wir sie bei der Reflexion an Spiegeln kennen lernten.

Wenn wir nun noch beachten, daß einem positiven Werte von  $y' : y$  ein aufrechtes, einem negativen Werte von  $y' = y$  ein umgekehrtes Bild entspricht, so können wir ohne weiteres aus den beiden Formeln (A) und (B), die in aller Strenge für jedes beliebige photographische Objektiv gelten, wenn wir von einer positiven Brennweite, also einem sammelnden Systeme ausgehen, folgende Schlüsse ziehen.

1. Der Gegenstand  $y$  wandert von links unendlich bis zu einem Punkte  $T$ , der in einem Abstände  $TF$  gleich der Brennweite  $f$  links vom vorderen Brennpunkte  $F$  liegt. Entsprechend bewegt sich das Bild  $y'$  vom hinteren Brennpunkte  $F'$  bis zu einem Punkte  $T'$ , dessen Abstand  $F'T'$  vom hinteren Brennpunkte  $F'$  gleich  $f$  ist. Das Bild ist reell, umgekehrt und verkleinert; die Bildgröße nimmt zu, bis bei der Lage von Objekt und Bild in  $T$  und  $T'$  die Abbildung in natürlicher Größe erfolgt.

Die drei  
Teile des  
Objekt-  
raumes bei  
einem  
sammelnden  
Systeme

In diesem Gebiete gehen im allgemeinen die photographischen Aufnahmen vor sich.

2. Der Gegenstand wandert weiter von  $T$  bis zum vorderen Brennpunkte  $F$ . Dann bewegt sich das Bild von  $T'$  bis rechts unendlich und ist reell, umgekehrt, aber vergrößert. Dieser Raum kommt für die photographischen Vergrößerungsarbeiten in Betracht.

3. Der Gegenstand wandert vom vorderen Brennpunkte  $F$  um den Betrag der Brennweite  $f$  nach  $H$ . Das Bild springt von rechts nach links unendlich und läuft bis zum Punkte  $H'$ , dessen Entfernung vom hinteren Brennpunkte ebenfalls gleich der Brennweite  $f$  ist. Es ist virtuell, aufrecht und vergrößert, wie aus der Lupenwirkung einer Linse hinreichend bekannt ist. Befinden sich Objekt und Bild in den beiden Hauptpunkten  $H$  und  $H'$ , so sind sie gleichgroß und gleichgerichtet.

Da wir es hier nur mit der Abbildung reeller Gegenstände

zu tun haben, erübrigt es sich, auf die Lage und Größe der Bilder näher einzugehen, wenn sich der Gegenstand über den Hauptpunkt  $H$  hinaus nach rechts bewegt. Die hierbei auftretenden Erscheinungen lassen sich aber sehr leicht herleiten, wenn man das Licht von rechts einfallen läßt, also Objekt- und Bildraum vertauscht.

Die zwei Teile des Objekt-raumes bei einem zerstreuen- den Systeme

Nehmen wir die hintere Brennweite negativ, so kommen wir auf ein zerstreues System (Fig. 15) und finden folgende Beziehungen:

1. Der Gegenstand bewegt sich von links unendlich bis zum Hauptpunkte  $H$ . Dann wandert das Bild vom hinteren Brennpunkte  $F'$  bis zum Hauptpunkte

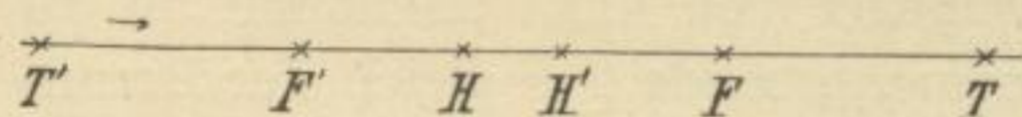


Fig. 15

$H'$ , und zwar ist es aufrecht und verkleinert. Objekt und Bild in den Hauptpunkten  $H$  und  $H'$  sind gleichgroß und gleichgerichtet.

2. Der Gegenstand bewegt sich vom Hauptpunkte  $H$  bis zum vorderen Brennpunkte  $F$ . Dann wandert das Bild vom Hauptpunkte  $H'$  bis nach rechts unendlich und wird aufrecht und vergrößert.

Besonders wichtig ist für uns die Einschaltung eines zerstreuen Systems in den Gang eines konvergenten Büschels, wie es bei dem Teleobjektive der Fall ist. Wir werden später ausführlich darauf eingehen, bemerken hier nur, daß auch Negativlinsen reelle Bilder liefern können.

Einfluß des eine Linse um- gebenden Mediums

Beachtenswert ist ferner die Tatsache, daß ein von Luft umgebenes Sammelsystem zerstreuet wirkt, wenn wir es in ein Medium bringen, dessen Brechungsquotient höher als der seinige ist. Dieselbe Umwertung erfährt auch ein Zerstreusystem, das in ein entsprechendes Medium gebracht wird. Eine von Glas eingeschlossene Luftlinse, welche die Gestalt einer bikonvexen Sammellinse hat, wirkt also zerstreuet, und umgekehrt. Man hat sich hieran zu erinnern, wenn man die Wirkung der aus einzeln stehenden Linsen zusammengesetzten Anastigmaten verstehen will.

Wir wollen nun für ein sammelndes System die Gleichungen (A) und (B) auf eine Reihe von Aufgaben anwenden, die sich dem Photographen sehr häufig bieten. Dabei führen wir mit Vorteil den Begriff des Maßstabes der Abbildung ein, der besonders in der Reproduktionsphotographie eine große Rolle spielt. Als Reduktion oder Maßstab der Abbildung  $m$  bezeichnen wir das Verhältnis von Objekt- zu Bildgröße  $y : y'$ . Dann geht die Gleichung (B) über in:

Maßstab  
der  
Abbildung

$$x = m f, \quad x' = f : m.$$

Für gleiche Objekt- und Bildgröße wird, wie wir sahen, der Abstand  $x$  des Objektes und  $x'$  des Bildes von den Brennpunkten gleich der Brennweite, und zwar liegen Objekt und Bild nach der Linse zu in den Hauptpunkten, wenn das Bild gleichgerichtet ist, dagegen von der Linse fort, wenn das Bild umgekehrt ist. Soll in halber natürlicher Größe aufgenommen werden, so wird  $m = 2$  und dementsprechend muß der Gegenstand um zwei Brennweiten vom vorderen Brennpunkt entfernt aufgestellt werden, so daß das Bild um eine halbe Brennweite aus dem Brennpunkte hinausrückt usw.

Mit Hilfe der Reduktionszahl  $m$  finden wir einen einfachen Ausdruck für die Entfernung  $E$  (Fig. 14) zwischen Objekt und Bild

$$E = x + f + HH' + f + x'.$$

Ent-  
fernung  
zwischen  
Objekt  
und Bild

Setzen wir hierin die Werte für  $x$  und  $x'$  ein, so ist:

$$E = 2f + mf + \frac{f}{m} + HH' = \frac{(m+1)^2}{m} f + HH'.$$

Gegenüber der Strecke  $E$  ist der Hauptpunktabstand so klein, daß wir ihn vernachlässigen können, so daß wir schließlich bekommen:

$$E = \frac{(m+1)^2}{m} f.$$

Beispiele. 1. Mit einem Objektiv von 36 cm Brennweite soll eine quadratische Karte von 72 cm Kantenlänge auf eine Größe von  $12 \times 12$  cm verkleinert werden. Wie muß die Karte

gestellt werden, und wie groß ist die Entfernung zwischen Karte und Bild?

$$f = 36, \quad m = 6, \quad \text{folglich} \quad E = \frac{7 \times 7 \times 36}{6} = 294 \text{ cm},$$

$x = 6 \times 36 = 216 \text{ cm}$ ,  $x' = 36 : 6 = 6 \text{ cm}$ . Die Karte muß in einem Abstände  $216 + 36 = 252 \text{ cm}$  vom vorderen Hauptpunkte aufgestellt werden, so daß das Bild  $6 + 36 = 42 \text{ cm}$  hinter dem hinteren Hauptpunkte liegt.

2. In einem Zimmer von 5 m Länge sollen Vergrößerungen in 9facher Größe ausgeführt werden. Wie groß darf die Brennweite des Objektivs höchstens sein?

Wenn wir uns einen Manipulationsraum von 1 m Länge freihalten, bleibt zwischen Platte und vergrößertem Bilde eine Entfernung  $E$  von 4 m übrig. Folglich wird  $f = 400 \frac{9}{10 \times 10} = 36 \text{ cm}$ . Die Brennweite darf also 36 cm nicht übersteigen. Hat das verfügbare Objektiv nur 27 cm Brennweite, so wird der Abstand der Platte vom hinteren Hauptpunkte  $= \frac{27}{9} + 27 = 30 \text{ cm}$ , der des Projektionsschirmes vom vorderen Hauptpunkte  $= 27 \times 9 + 27 = 270 \text{ cm}$ .

3. Mit einem Objektiv von 15 cm Brennweite soll eine Aufnahme in  $1\frac{1}{2}$ facher natürlicher Größe gemacht werden. Wie groß ist Objekt- und Mattscheibenabstand von den Hauptpunkten?

Die Reduktionszahl ist  $\frac{2}{3}$ . Folglich wird  $x = \frac{15 \times 2}{3} = 10 \text{ cm}$ ,  $x' = \frac{15 \times 3}{2} = 22,5 \text{ cm}$ . Mithin muß man mit der Kamera bis auf  $10 + 15 = 25 \text{ cm}$  Abstand vom vorderen Hauptpunkte herangehen, während der Auszug, durch die Entfernung der Mattscheibe vom hinteren Hauptpunkte gemessen,  $22,5 + 15 = 37,5 \text{ cm}$  beträgt. Im ganzen ist also die Mattscheibe  $37,5 + 22,5 = 60 \text{ cm}$  von dem aufzunehmenden Gegenstande entfernt, abgesehen vom Abstände der beiden Hauptpunkte.

4. In einem Raume von 4,5 m verfügbarer Länge werden

mit einem Objektiv von 15 cm Länge Vergrößerungen gemacht. Wie weit kann man die Vergrößerung steigern?

Es ist  $E = 450$ ,  $f = 15$  cm; folglich wird entsprechend der Gleichung  $E = 2f + mf + \frac{f}{m}$ :  $450 = 30 + 15m + \frac{15}{m}$ . Diese Gleichung ist für  $m$  quadratisch:  $15m^2 - 420m = -15$  oder:  $m^2 - 28m = -1$ . Daraus folgt  $m = 14 \pm \sqrt{195}$ . Da das positive Vorzeichen der Quadratwurzel den sinnentsprechenden Wert liefert, und wir mit hinreichender Genauigkeit  $\sqrt{195}$  gleich 14 setzen können, wird die stärkste Vergrößerung  $m$  unter den gegebenen Umständen 28fach. Mithin ist das Diapositiv  $\frac{150}{28} + 150 = 204$  mm, der Projektionsschirm  $15 \times 28 + 15 = 435$  cm von den entsprechenden Hauptpunkten entfernt. Die Summe  $4350 + 204$  mm gibt mit großer Annäherung die Zahl  $E = 4,5$  m.

5. Der Auszug einer Handkamera, vom hinteren Hauptpunkte des Objektivs an gemessen, ist 21 cm, die Brennweite 12 cm. Wie groß ist der Maßstab der Abbildung im äußersten Falle?

Die Mattscheibe kann bis  $21 - 12 = 9$  cm vom hinteren Brennpunkte entfernt werden, also ist  $x' = 9$  und nach der Gleichung  $x' = \frac{f}{m}$ :  $m = \frac{12}{9} = \frac{4}{3}$ . Ein Gegenstand von 4 cm Länge erscheint also bei ausgezogenem Balge 3 cm auf der Mattscheibe groß. Der Abstand des Gegenstandes vom vorderen Hauptpunkte ist dann  $12 \times \frac{4}{3} + 12 = 28$  cm. Gegenstand und Mattscheibe sind dann etwa  $28 + 21 = 49$  cm voneinander entfernt.

6. Auf einem Bilde, das mit einem Objektiv von 36 cm Brennweite aufgenommen wurde, hat eine erwachsene Person eine Größe von 34 mm. Aus welcher Entfernung hat die Aufnahme stattgefunden?

Wenn die wirkliche Größe der Person 170 cm beträgt, was ungefähr dem Durchschnitte gleichkommt, so ist die Reduk-

tionszahl  $m = \frac{1700}{34} = 50$ . Mithin war die Person  $50 \times 36 = 1800$  cm vom vorderen Brennpunkt oder 1836 cm vom vorderen Hauptpunkte entfernt. Entsprechend mußte die Mattscheibe um  $\frac{360}{50} = 7,2$  mm aus der Einstellung auf unendlich vom Objektiv fortbewegt werden.

Schnitt-  
und  
Brenn-  
weite

Wenn wir in diesen Beispielen betonten, daß Gegenstand- und Bildweite stets von den zugehörigen Hauptpunkten zu rechnen sind, so geschah dies, um der verhängnisvollen Verwechslung dieser Abstände mit den entsprechenden von dem nächstliegenden Linsenscheitel vorzubeugen. Diese letzteren Abstände, die man Schnittweiten nennt, ergeben sich erst aus den speziellen dioptrischen Bedingungen des Systems und fallen nur dann mit den Hauptpunkt-Abständen zusammen, wenn der entsprechende Hauptpunkt auf dem Linsenscheitel liegt. Dies ist z. B. der Fall bei einer plankonvexen Sammellinse; hier fällt der hintere Hauptpunkt mit dem Scheitel der gewölbten Fläche zusammen.

Vor allem aber trifft diese Voraussetzung bei allen Linsensystemen mit unendlich kleiner Dicke zu; dann wird der Brennpunkt-Abstand von der nächsten Linsenfläche gleich der Äquivalentbrennweite, die Schnittweite gleich der Hauptpunkt-Entfernung.

Angabe  
über  
Brenn-  
weite und  
Haupt-  
punkte

Da aber bei den photographischen Objektiven die Linsendicke keinesfalls vernachlässigt werden darf, so wäre es erwünscht, wenn die optischen Anstalten ihren Objektiven genaue Angaben über die Äquivalentbrennweite und die Lage der Hauptpunkte gegenüber einem unveränderlichen Teile des Objektivs, am besten der Auflage am Kameraringe begeben wollten. Die Objektive werden vor dem Verlassen der Fabrik einer genauen Prüfung an der Probetafel unterzogen, und so wäre es eine Kleinigkeit, jene Objektivkonstanten zu bestimmen. Durch derartige Angaben können sehr viele Rückfragen der Benutzer bei den optischen Anstalten vermieden werden.

Die geometrische Konstruktion der von einem optischen System entworfenen Bilder ist für unsere Zwecke von untergeordneter Bedeutung. Es erübrigt sich daher, näher auf sie einzugehen. Nur auf eine besondere Eigenschaft der Hauptpunkte photographischer Objektive sei hingewiesen. Ziehen wir einen beliebig zur Achse geneigten, im Objektraume verlaufenden Strahl, der durch den vorderen Hauptpunkt geht, so läuft der durch den hinteren Hauptpunkt gelegte konjugierte Strahl zu ihm parallel. Objekt und Bild erscheinen also von den Hauptpunkten aus gesehen unter gleichen Winkeln.

Paralleli-  
tät der  
Haupt-  
punkt-  
strahlen

Diese eigentümliche Beziehung leuchtet sofort ein, wenn wir das Linsensystem als unendlich dünn annehmen und die Hauptpunkte infolgedessen mit den Scheiteln der brechenden Flächen zusammenfallen lassen. Dann wird das ganze System in seinem Mittelpunkt durchsetzt, und der Strahlengang entspricht dem an einer Planparallelplatte. Da die beiden Medien vor und nach der Brechung gleich sind, muß der Strahl unter demselben Winkel gegen die Achse austreten, den er vor seinem Eintritte in das System mit ihr bildete. Durch den Mittelpunkt eines unendlich dünnen Objektives geht also jeder Strahl ungebrochen hindurch.

Strahl  
durch den  
Mittel-  
punkt  
einer un-  
endlich  
dünnen  
Linse

In gleicher Allgemeinheit, wie sie für die Gesetze der Abbildung durch ein optisches System gilt, kann man auch Beziehungen aufstellen, die für die Zusammensetzung mehrerer Systeme zu einem einzigen maßgebend sind. Es reicht jedoch aus, wenn wir auf die zwei Fälle eingehen, die bei der Besprechung photographischer Objektive in Betracht kommen. Der eine ist die Zusammensetzung eines Objektives mit einer Zerstreuungslinse zu einem Teleobjektive; hierüber wollen wir in einem besonderen Kapitel sprechen.

Zu-  
sammen-  
setzung  
mehrerer  
Systeme

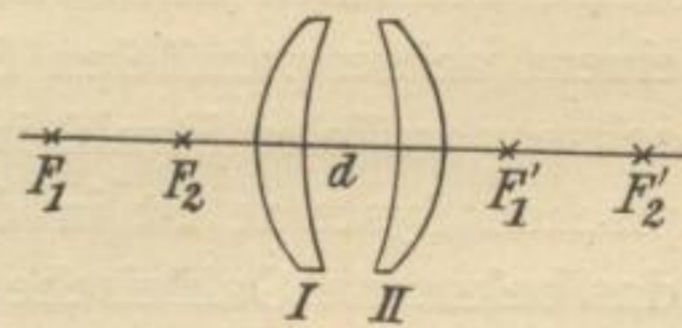


Fig. 16

Der andere Fall betrifft die Zusammensetzung zweier ähnlich gebauter Objektive zu einem Doppelobjektive, wie wir es von den Satzkonstruktionen her kennen. Da es uns nur darauf

Doppel-  
objektive,  
Summen-  
formel

ankommen soll, einen ungefähren Anhalt über die Brennweite eines so zusammengesetzten Systems zu erhalten, wollen wir annehmen, daß die Dicke der beiden Linsen I und II (Fig. 16), deren Brennweite  $f_1$  und  $f_2$  betragen mag, und deren axialer Abstand  $d$  sei, vernachlässigt werden kann. Für diesen Fall nimmt die allgemeine Gleichung eine sehr einfache Form an. Die Brennweite  $f$  des Doppelobjektives wird:

$$\frac{1}{f} = \frac{1}{f_1} + \frac{1}{f_2} - \frac{d}{f_1 f_2}$$

Um die Summe der Wirkung zweier Einzellinsen zu finden, hat man die umgekehrte Brennweite, d. h. die Stärke jeder einzelnen zugrunde zu legen. Ist der Abstand  $d$  der beiden Linsen Null, so wird die Stärke des ganzen Systems gleich der Summe der einzelnen Stärken. Wächst aber der Linsenabstand, so verringert sich diese Summe um das Produkt der Stärken mit dem Linsenabstande. Nehmen wir z. B.  $f_1 = +20$ ,  $f_2 = +10$  an, so wird die Brennweite  $f$  für  $d = 0$  :  $+6,67$ , für  $d = 10$  :  $+10$ , für  $d = 20$  :  $+20$ , für  $d = 30$  : unendlich, für  $d = 40$  :  $-20$  usf.

Tele-  
skopisches  
System

Je weiter sich also die beiden Linsen voneinander entfernen, um so größer wird die Brennweite des Doppelobjektives, bis sie schließlich bei einem Abstände gleich der Summe der Brennweiten unendlich wird. Ein optisches System mit der Brennweite unendlich nennt man teleskopisch; bei ihm entspricht einem achsenparallelen Strahle im Objektraum gleichfalls ein achsenparalleler Strahl im Bildraume. Die Klasse der teleskopischen Systeme ist in den Fernrohren verkörpert, von denen das bekannte Galileische unser Interesse deshalb erweckt, weil es einen besonderen Fall des Teleobjektives darstellt.

Vergröße-  
rungs-  
systeme

Wächst der Linsenabstand noch weiter, so wird die Äquivalentbrennweite des ganzen Systems negativ, d. h. die von ihm entworfenen reellen Bilder sind nicht mehr umgekehrt, sondern aufrecht, und werden entsprechend der Verringerung der Brennweite um so kleiner, je weiter sich die beiden Linsen noch voneinander entfernen. Bei gewissen astrophotographischen



Arbeiten bedient man sich einer derartigen zweiten positiven Linse, um das vom eigentlichen Objektiv entworfene Bild erheblich vergrößert unmittelbar am Fernrohre selbst aufnehmen zu können.

Für unsere photographische Praxis ist diese Betrachtung insofern wichtig, als sie zeigt, daß bei der Zusammensetzung zweier gleicher Linsen zu einem Doppelobjektiv dessen Brennweite größer als die Hälfte der Brennweite jeder Hälfte ist, und zwar um einen Betrag, der mit dem Abstände der Linsen zunimmt. Je gedrungenener also der Bau eines Doppelobjektives, desto kürzer ist seine Brennweite bei gleichbleibender Brennweite der Hälften. Im Verhältnis zu den anastigmatischen Doppelobjektiven sind die ebenfalls aus gleichen Hälften zusammengesetzten Aplanate lang gebaut.

Brennweite eines Doppelobjektives gegenüber der seiner Hälfte

Zu den zwei Linsen können wir nun noch andere hinzufügen, wobei sich die Brennweite des ganzen Systems stets aus den Brennweiten und Abständen der Einzellinsen herleiten läßt. Dies gilt nicht nur für die unendlich dünnen, sondern auch für beliebig dicke Linsen. Wir können also die Wirkung einer beliebigen Anzahl optischer Systeme durch die einer einzigen unendlich dünnen Linse ersetzen, die, was Lage und Größe der Bilder betrifft, der Gesamtheit jener vollkommen gleichwertig ist. In diesem Sinne sprechen wir von der Äquivalentbrennweite eines optischen Systemes.

Äquivalentbrennweite

## 8. Die Verwirklichung der optischen Abbildung.

Wir sahen im vorhergehenden, daß aus den Voraussetzungen einer Abbildung durch gerade Strahlen und einer Übereinstimmung der das optische System einschließenden Medien Schlüsse ganz allgemeiner Natur über die Lage und Größe der Bilder gezogen werden können. Irgendwelche Annahmen über die Ausdehnung von Objekt und Bild im Verhältnis zu der Brennweite hatten wir nicht gemacht. Es zeigt sich aber, in Übereinstimmung mit unseren Betrachtungen über den Strahlengang

Gültigkeit der allgemeinen Abbildungsgesetze

in einer einfachen Linse, daß eine punktförmige Abbildung durch Überführung eines homozentrischen Lichtbüschels in ein anderes nur möglich ist, wenn wir uns in dem die Achse umgebenden fadenförmigen Raume bewegen und die Abbildung lediglich mittels paraxialer Strahlen vor sich gehen lassen.

Aufgaben  
der punktförmigen  
Strahlen-  
ver-  
einigung

Wären wir nun wirklich nur auf den die Achse eng umschließenden Gaußischen Raum angewiesen, und wäre nur ein durch streng punktförmige Abbildung erzeugtes Bild für photographische Zwecke brauchbar, so stände es übel um die Photographie. Denn was bei einer derartigen Abbildung herauskommt, sehen wir, wenn wir z. B. eine Linse von 12 cm Brennweite so weit abblenden, daß nur eine freie Öffnung von 2 mm übrig bleibt. Mit einem derartigen Öffnungsverhältnis von  $f : 60$  läßt sich aber in der Photographie nichts anfangen, und deren Technik hätte auf einer niedrigen Stufe stehen bleiben müssen, wenn man nicht glücklicherweise in der Lage gewesen wäre, durch sinnreiche Kombinationen seiner dioptrischen Elemente den Abbildungsbereich eines zentrierten Systems erheblich zu vergrößern. Freilich war man gezwungen, die Bedingung einer punktförmigen Abbildung zu opfern; indessen kann dies gerade bei photographischen Objektiven um so unbedenklicher gewagt werden, als man die von ihnen erzeugten Bilder keiner starken Belastungsprobe durch beträchtliche nachträgliche Vergrößerung unterzieht. Deshalb konnten uns die letzten Jahrzehnte einen so erstaunlichen Fortschritt in dem Baue photographischer Objektive bringen, die mit verhältnismäßig weit geöffneten Büscheln ausgedehnte Flächen abzubilden imstande sind. Wir werden sehen, daß trotzdem eine der punktförmigen nahe kommende Abbildung zustande kommt.

Unter-  
schied  
zwischen  
photogra-  
phischen  
und  
visuellen  
Systemen

Daß die Systeme, die als Objektive eines visuellen Zwecken dienenden Instrumentes benutzt werden, weit strengeren Ansprüchen als das photographische Objektiv genügen müssen, liegt daran, daß die von ihnen erzeugten Bilder einer starken okularen Vergrößerung unterzogen werden. So erklärt es sich, daß man sich, um eine bessere Strahlenvereinigung bei Fernrohr- und Mikroskopobjektiven zustande zu bringen, darauf be-

schränken muß, lediglich einen Achsenpunkt und seine nächste Umgebung abzubilden. Zugute kommt uns außerdem, daß die Aufnahme des photographischen Bildes nicht auf einer strukturlosen Fläche erfolgt, sondern daß das feine Korn der lichtempfindlichen Schicht eine so genaue Strahlenvereinigung wie bei den anderen vorher erwähnten Systemen entbehrlich macht.

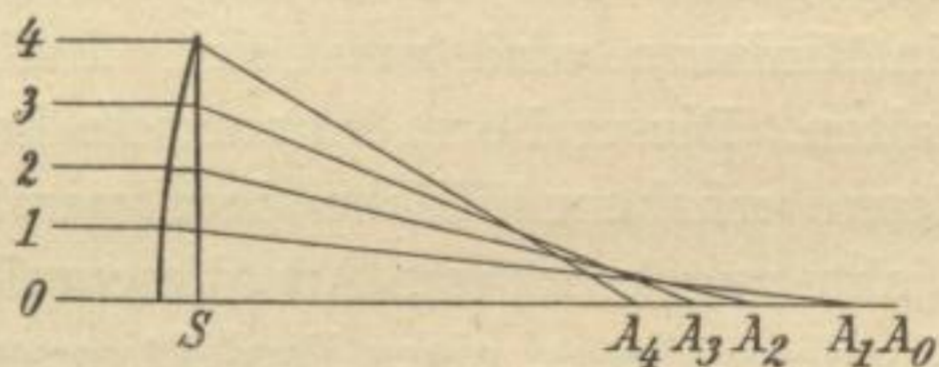
Wir wollen nun im folgenden die Erscheinungen untersuchen, die sich uns darbieten, wenn wir aus dem paraxialen Raume hinaustreten und von der ideellen zu einer wirklichen Abbildung mittels gerader Strahlen überzugehen trachten.

#### A. Die sphärische Abweichung eines Achsenpunktes.

Als Objekt nehmen wir einen leuchtenden Punkt an, der auf der optischen Achse liegt und ein reelles Bild erzeugt. Da es sich bei photographischen Aufnahmen meistens um weit entfernte Gegenstände handelt, wollen wir den leuchtenden Punkt als unendlich weit entfernt annehmen, so daß das von ihm ausgehende Strahlenbüschel parallel zur Achse einfällt. Da dieses Büschel symmetrisch zu ihr ist, beschränken wir uns auf die Strahlen, die in einer durch die Achse gelegten Ebene verlaufen.

Von diesen Strahlen fällt jeder in einer verschiedenen Einfallshöhe  $h$  über der Achse auf die vordere Linsenfläche (Fig. 17). Während der paraxiale Strahl mit der Einfallshöhe  $h = 0$  so gebrochen wird, daß er nach dem Austritte aus dem Linsensystem die Achse im

Brennpunkte  $A_0$  schneidet, haben die in endlichen Höhen  $h_1, h_2, h_3$  einfallenden Strahlen andere Schnittweiten  $SA_1, SA_2, SA_3$ , so daß die punktförmige Abbildung mittels homozentrischer Büschel aufgehört hat. Die Entfernung des Schnittpunktes eines in endlicher Höhe über der Achse einfallenden



Einfallshöhe

Fig. 17

Sphärische  
Unter-  
korrektur

Strahles von dem paraxialen Bildpunkte nennen wir sphärische Aberration oder Abweichung der axialen Schnittweite. Wie die Punkte  $A_0, A_1, A_2, A_3$  gegeneinander liegen, läßt sich im allgemeinen nicht sagen. Nehmen wir aber an, daß das optische System nur aus einer sammelnden Linse besteht, so findet sich, daß die Schnittweiten um so kleiner werden, in je größerer Höhe die Strahlen über der Achse einfallen. Nach unserer Zählweise liegt also der Schnittpunkt  $A_1$  eines Strahles mit größerer Einfallshöhe  $h_2$  in einer negativen Entfernung  $A_2 A_1$  von dem zu einer kleineren Einfallshöhe  $h_1$  gehörigen Schnittpunkte  $A_1$ . Die Differenz  $A_1 A_0, A_2 A_1$  usw. bezeichnet man kurz als sphärische Unterkorrektur. Sie ist allen einfachen Sammellinsen eigentümlich. Wir können uns davon leicht überzeugen, wenn wir eine derartige Linse vor eine Kamera bringen. Decken wir den größten Teil der Linse bis auf eine schmale Randzone durch eine davor gehaltene runde Pappscheibe ab, so muß die Mattscheibe näher an das Objektiv herangebracht werden, als wenn wir mit stark abgeblendeter Linse einstellen.

Minimum  
der Ab-  
weichung

Man ist nicht in der Lage, durch Verändern der Radien einer Sammellinse bei gleichbleibender Brennweite oder Durchbiegen der Linse, um einen technischen Ausdruck zu gebrauchen, die sphärische Unterkorrektur aufzuheben. Allerdings gibt es eine Linsenform, bei der die sphärische Abweichung ein Minimum wird, wenn sich nämlich die Radien wie 1 : 6 verhalten. Dieser Form kommt die konvexplane Linse sehr nahe, deren erhabene Fläche dem parallel zur Achse einfallenden Lichte zugekehrt ist. Aus diesem Grunde stellt man die beiden Kondensorklinsen eines Projektionsapparates so zusammen, daß die Planflächen nach außen stehen. Zwischen den beiden plankonvexen Linsen ist annähernd paralleler Strahlengang, und so erfolgt die Abbildung der Lichtquelle in die Blendenebene des Projektionsobjektives mit möglichst kleiner sphärischer Aberration.

Sphärische  
Über-  
korrektur

Dieselben Betrachtungen lassen sich auch auf die Zerstreungslinsen anwenden. Hier tritt eine sphärische Überkorrektur ein, d. h. die axialen Schnittpunkte der einzelnen Strahlen

folgen in der Richtung des einfallenden Lichtes aufeinander, wenn die Höhe über der Achse zunimmt. Hieraus ergibt sich, daß man ein von sphärischer Aberration freies sammelndes System herzustellen vermag, wenn man eine Sammel- und eine Zerstreuungslinse zusammensetzt. Es müssen jedoch die Formen der Linsen, sowie die Medien, aus denen sie hergestellt werden, so bestimmt sein, daß trotz der Aufhebung der sphärischen Abweichung noch eine Sammelwirkung übrig bleibt.

Aufhebung  
der sphä-  
rischen  
Aberration

Nehmen wir nun an, ein System sei durch geeignete Kombination von Sammel- und Zerstreuungslinsen so korrigiert worden, daß der axiale Schnittpunkt eines in der Höhe  $h$  einfallenden Strahles mit dem Bildpunkte der paraxialen Strahlen zusammenfällt, so ist zwar das System für die Öffnung  $2h$

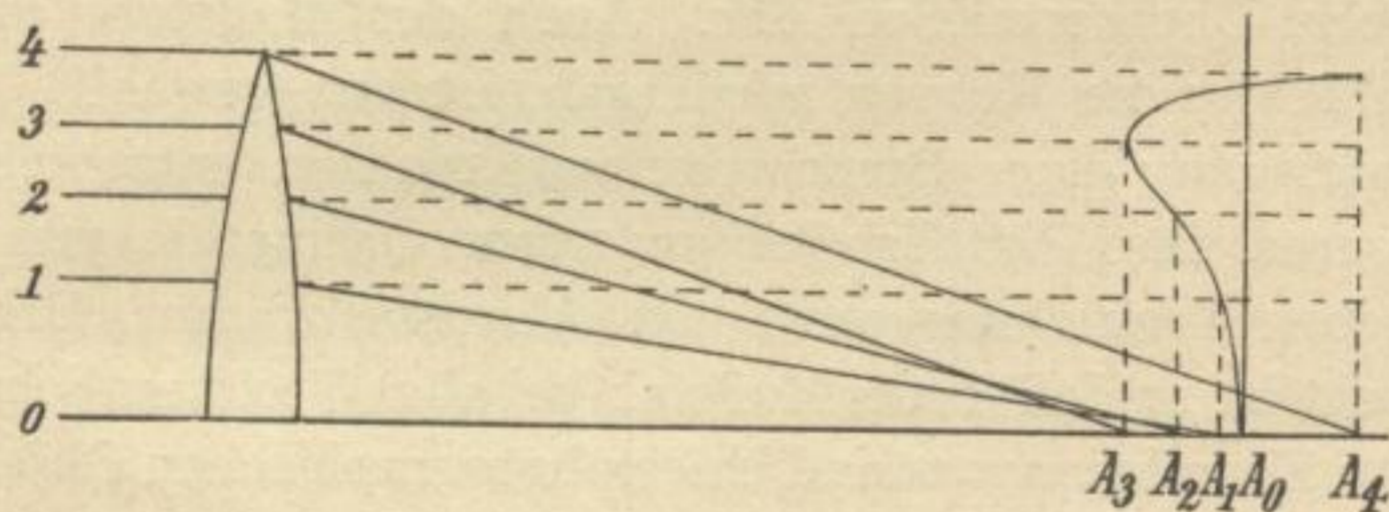


Fig. 18

sphärisch korrigiert, dagegen bleibt die Lage der Schnittpunkte aller anderen Strahlen unentschieden. In den meisten Fällen schneiden die in kleineren Höhen als  $h$  einfallenden Strahlen nach ihrer Brechung die Achse näher dem Objektiv zu, während die Schnittpunkte der in größeren Höhen einfallenden Strahlen eine größere Schnittweite als der axiale Bildpunkt haben. Wie sich die einzelnen photographischen Objektive nach dieser Richtung hin verhalten, kann nur die trigonometrische Durchrechnung zeigen.

Deren Resultate lassen sich leicht zugänglich machen, wenn man sie graphisch wiedergibt. Wir folgen zweckmäßig bei der Darstellung der entsprechenden Kurven dem Vorgange M. von Rohrs. Wenn  $A_0$  bis  $A_4$  (Fig. 18) die den Höhen 0 bis 4 entsprechenden Bildpunkte eines optischen Systems sind, so

Graphische  
Dar-  
stellung  
der sphä-  
rischen  
Aberration

stellt man deren Abstand von dem paraxialen Brennpunkte  $A_0$  als Funktion der Einfallshöhe  $h$  dar, und zwar trägt man in ein rechtwinkliges Koordinatensystem die sphärische Abweichung auf der Achse als Abszisse, die zugehörige Höhe als Ordinate ein. Verlängert man die einfallenden Strahlen bis zum Schnittpunkte mit der Senkrechten, die auf der Achse in dem zu jedem Strahle gehörigen Bildpunkte errichtet ist, so erhält man durch Verbinden aller dieser Schnittpunkte einen Kurvenzug. Die Nulllinie — Ordinatenachse — ist das im Brennpunkte  $A_0$  auf der Achse errichtete Lot, die wagerechten Abweichungen hiervon — Abszissen — sind die Beträge der sphärischen Abweichung. Der links von der Ordinatenachse liegende Kurventeil stellt die sphärische Unterkorrektur, der rechts befindliche die sphärische Überkorrektur dar. Auch der Maßstab, in dem M. von Rohr die Kurven wiedergab, ist gut gewählt. Unter Zugrundelegung einer Brennweite von 100 mm entsprechen in den Figuren einer Einfallshöhe von 1 mm (Ordinate) 4 mm, einer sphärischen Abweichung von 1 mm (Abszisse) 20 mm. Dringend erwünscht ist es, daß dieser Maßstab bei allen Veröffentlichungen über den Korrektionszustand eines photographischen Objectives eingehalten wird.

Zwischen-  
fehler oder  
Zonen

Wir entnehmen aus der graphischen Darstellung, daß bei einem für eine gewisse Öffnung sphärisch korrigierten Objective nur dann der Objektpunkt vollkommen punktförmig abgebildet wird, wenn die Kurve mit der Ordinatenachse in ihrer ganzen Ausdehnung zusammenfällt, also eine gerade Linie wird. In allen Fällen, die uns hier angehen, ist jedoch eine Abweichung vorhanden, die wir als Zwischenfehler oder Zonen der sphärischen Aberration bezeichnen. Das Ziel jeder guten sphärischen Korrektur muß sein, diese Zonen so weit als möglich herabzudrücken. Ihr Einfluß kann sich auf verschiedene Weise geltend machen.

Zer-  
streuungs-  
kreis

Wenn das Objectiv für die Höhe  $h$  (Fig. 19) sphärisch korrigiert ist, so geht der zugehörige Strahl nach der Brechung durch den Brennpunkt  $A_0$ . Bringen wir aber die Mattscheibe in die Ebene, die in  $A_0$  auf der Achse senkrecht steht, so schneiden die

in einer kleineren Höhe  $h_1$  einfallenden Strahlen die Mattscheibenebene in einem Zerstreungskreise, dessen Durchmesser  $B_0 C_0$  ist. Das Auftreten dieses Lichtscheibchens bedeutet hier, wie bei der Lochkamera, eine Vergrößerung des Bildes. Rücken wir die Mattscheibe in die in  $A_1$ , dem Schnittpunkte des mittleren Strahles mit der Achse, senkrecht stehende Ebene, so muß wiederum ein Zerstreungskreis mit dem Durchmesser  $B_1 C_1$  als Durchstoßungsfläche der in der Höhe  $h$  einfallenden Strahlen auftreten. Bei unserer schematischen Darstellung liegt zwischen diesen beiden Zerstreungskreisen ein dritter,  $B C$ , der jenen an Größe nachsteht und infolgedessen eine kleinere Unschärfe verursacht.

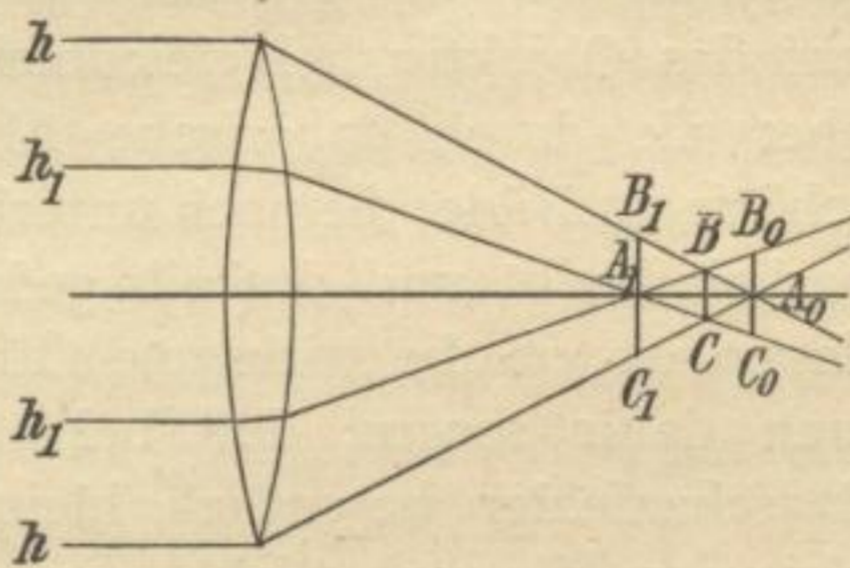


Fig. 19

Der Ort der besten Strahlenvereinigung ist also nicht da zu suchen, wo der paraxiale Strahl mit dem Randstrahl zusammentrifft, vielmehr dort, wo der Einfluß der Zerstreungskreise am geringsten wird. Allerdings ist die Lage dieser günstigsten Stelle nicht aus den Prinzipien der geometrischen Optik herzuleiten. Blenden wir das Objektiv ab, so daß der genau korrigierte Randstrahl und seine Umgebung nicht zur Wirkung kommen, so wird der optische Schwerpunkt des Büschels verschoben, und zwar in Fig. 19 nach links. Wir müssen also mit der Mattscheibe nachrücken, um die neue Stelle des besten Ausgleiches zu finden, oder nehmen, falls wir die Einstellung beibehalten, eine Einbuße an Schärfe wahr. Dies ist die bekannte Erscheinung der Einstellungsdifferenz, die sich dort bemerkbar macht, wo die Zonen der sphärischen Abweichung beträchtlich werden, so daß die Zerstreungskreise an die Grenze der Wahrnehmbarkeit heranzureichen beginnen.

Strahlen-  
ver-  
einigungEin-  
stellungs-  
differenz

Die geringe Größe der sphärischen Zwischenfehler bei den neuesten Anastigmaten hat zu einem vollständigen Verschwinden

des Einstellungsfehlers geführt. Bei älteren Objektiven dagegen, die nicht frei davon sind, soll man die Vorsicht walten lassen, stets mit der Blende einzustellen, mit der man die Aufnahme machen will.

Zonen und  
Ab-  
bildungs-  
maßstab

Aus der Fig. 19 geht hervor, daß die Zerstreuungskreise um so größer werden, je weiter von der Achse entfernt die Strahlen auf das Objektiv bei gleichbleibender Brennweite fallen. Da aber die durch sphärische Abweichung hervorgerufene Unschärfe im Bilde, die noch unterhalb der Grenze der Wahrnehmbarkeit bleibt und deshalb geduldet werden darf, unabhängig davon ist, ob die wirksame Öffnung groß oder klein ist, muß man dafür sorgen, daß bei Objektiven großer Öffnung die Zwischenfehler wesentlich kleiner bleiben als bei Objektiven kleinerer Öffnung. Sieht man sich daraufhin die Kurven der sphärischen Abweichung in Veröffentlichungen an, so findet man tatsächlich, daß die Zonen bei Weitwinkeln einen weit größeren Betrag annehmen als bei lichtstarken Anastigmaten.

Brenn-  
weite und  
Öffnungs-  
verhältnis

Es hängt also im allgemeinen die Größe der Zonen von dem Verhältnis der wirksamen Öffnung zur Brennweite, d. h. von dem Öffnungsverhältnis oder der relativen Öffnung des Objektives ab. Wie aber gleichfalls die Fig. 19 lehrt, wachsen die Zonen, wenn man unter Beibehaltung der relativen Öffnung den Maßstab der Abbildung, die Brennweite, vergrößert. Über eine gewisse Brennweite darf man also hierbei nicht gehen, wofern man die Grenze der noch zulässigen Unschärfe nicht überschreiten will. Andernfalls muß man den Durchmesser der Zerstreuungskreise dadurch herabsetzen, daß man die Winkel, unter denen die Randstrahlen nach ihrer Brechung die Achse schneiden, verringert, mithin die relative Öffnung einschränkt. So erklärt sich die Tatsache, daß im allgemeinen das Öffnungsverhältnis der Objektive einer Serie mit deren Brennweite abnimmt, und zwar um so weniger, je besser die Strahlenvereinigung in dem besprochenen Sinne ist.

Sphärische  
Aberration  
für andere  
Objekt-  
abstände

Unsere vorhergehenden Betrachtungen gelten in gleichem Maße für die Abbildung eines jeden in beliebiger Entfernung auf der Achse befindlichen Punktes. Ist die sphärische Korrektion für



eine bestimmte Entfernung durchgeführt, so bleibt sie praktisch auch bestehen, wenn man den Gegenstand innerhalb der Grenzen längst der optischen Achse verschiebt, die uns für die photographischen Aufnahmen geläufig sind. Die Stabilität der Korrektion ist um so größer, je kleiner die relative Öffnung eines optischen Systems ist. Da diese aber bei den photographischen Objektiven beträchtlich unterhalb der Grenze liegt, deren Überschreitung die Güte des Bildes bei Veränderung des Objekt- abstandes beeinflussen würde, wie es bei den Mikroskopobjektiven der Fall ist, so können wir diesen Faktor hier außer acht lassen und folgern, daß ein für große Entfernungen korrigiertes Objektiv auch für verhältnismäßig kleine Entfernungen ein gleich gutes Bild ergibt.

### B. Die Abweichungen bei der Abbildung einer kleinen achsen- nahen Fläche.

Durch wesentliche Einschränkung der sphärischen Aberra- tion ist es möglich, einen auf der Achse befindlichen Punkt mittels weitgeöffneter Büschel mit einer Annäherung abzubilden, wie sie für photographische Zwecke vollkommen ausreichend ist. Mit diesem Resultat können wir freilich nicht viel anfangen, denn gerade auf eine möglichst große Ausdehnung des Bild- feldes wird in der Photographie der größte Wert gelegt. Wir wollen deshalb untersuchen, ob es nicht möglich ist, nach dieser Richtung hin eine Erweiterung der Abbildungsgrenzen eintreten zu lassen.

Die Rechnung zeigt, daß wir unsere Hoffnungen nur in sehr bescheidenem Umfange erfüllt sehen können. Selbst wenn der leuchtende axiale Punkt vollkommen zonenfrei für die volle Objektivöffnung abgebildet wird, kann schon für seine aller- nächste Umgebung in einer zur Achse senkrechten Ebene von einer punkweisen Abbildung keine Rede mehr sein. Die hierbei auftretenden Zerstreuungskreise werden unter Umständen etwa so groß wie der Abstand der Objektpunkte auf jener Ebene von der Achse. Trotzdem wir uns also, was die achsensenkrechte

Übergang  
von einem  
Achsen-  
punkt  
auf eine  
kleine  
achsen-  
nahe  
Fläche

Ausdehnung betrifft, noch im paraxialen Raume befinden, gibt es keine punktförmige Abbildung mehr. Nur wenn der Strahlengang für den sphärisch korrigierten axialen Punkt eine gewisse Bedingung erfüllt, werden auch die dem Punkte unendlich nahe liegenden Teile der senkrechten Ebene punktförmig abgebildet. Es muß nämlich, wie Abbe zuerst gezeigt hat, der unendlich kleine Gegenstand von allen Teilen des Objektives, gleichviel in welcher Einfallshöhe sie liegen, mit der gleichen Vergrößerung abgebildet werden.

Abbesche  
Sinus-  
bedingung

Der mathematische Ausdruck für diese Forderung ist die bekannte Abbesche Sinusbedingung. Wenn  $u$  der Neigungswinkel eines von dem Achsenpunkte ausgehenden Strahles gegen die Achse ist,  $u'$  der des Strahles nach seiner Brechung, so muß das Verhältnis  $\sin u' : \sin u$  für alle das Objektiv durchsetzenden Strahlen konstant und gleich der linearen Vergrößerung sein.

Eine besondere Form nimmt die Sinusbedingung für den besonderen Fall eines unendlich weit entfernten Punktes an, wie er fast ausschließlich für die Photographie in Frage kommt. Dann muß für alle in beliebiger Höhe  $h$  einfallenden achsenparallelen Strahlen der Quotient  $h : \sin u'$  konstant und gleich der Äquivalentbrennweite  $f$  sein. Die Differenzen dieses Quotienten gegen  $f$  stellen also die Abweichungen gegen die Sinusbedingung dar.

Erfüllung  
der Sinus-  
bedingung  
bei sphä-  
rischen  
Zonen

Wie wir sahen, ist die sphärische Abweichung nicht für alle Strahlen eines Achsenpunktes in aller Strenge zu beheben. Aber auch dann behält die Sinusbedingung ihre Bedeutung. Wie die Erfahrung gezeigt hat, ist es für diesen Fall notwendig, die Kurve der sphärischen Abweichung mit der für die Abweichungen gegen die Sinusbedingung  $h : \sin u' - f$  möglichst genau zur Deckung zu bringen. Der Anschaulichkeit halber vereinigt man nach dem Vorgange von M. von Rohr beide graphischen Darstellungen auf einem Koordinatennetze nebeneinander. Zweckmäßiger ist es aber, neben der Kurve der sphärischen Aberration die Differenz dieser gegen die der Abweichungen gegen die Sinusbedingung aufzutragen. Diese neue Differenzkurve soll dann möglichst mit der Ordinatenachse zusammen-

fallen oder sie wenigstens in einem nahe dem Rande liegenden Punkte schneiden.

Trifft dies bei guter sphärischer Korrektur zu, so erscheint der Bildmittelpunkt und seine allernächste Umgebung auf der Mattscheibe mit der eigentümlichen Präzision und scharfen Gegensätzlichkeit zwischen hellen und unmittelbar daran stoßenden dunkeln Stellen im Objekte, die wir als Brillianz bezeichnen. Ist die Sinusbedingung nicht hinreichend streng erfüllt, so erscheint das Bild in der Mitte stumpf und überlegt, so gut auch die sphärische Korrektur sein mag.

Brillanz

Konjugierte Punkte, für die sphärische Korrektur erreicht und die Sinusbedingung erfüllt ist, nennt man nach Abbe aplanatisch, und ebenso auch das photographische Objektiv in bezug auf dieses Punktpaar aplanatisch. Man hat sich vor Verwechslungen mit dem Namen des bekannten Steinheil'schen Doppelobjektives zu hüten.

Aplanatische Punkte

Von Wichtigkeit ist für uns die Tatsache, daß es durch keine Kombination der verfügbaren Elemente möglich ist, bei einem optischen System eine scharfe Abbildung eines unendlich kleinen Raumstückes bei endlichen Öffnungswinkeln herbeizuführen. Wir müssen uns damit begnügen, lediglich ein unendlich kleines Flächenstück scharf abbilden zu können, wenn die Öffnung des Strahlenbüschels endlich ist.

Unmöglichkeit der Abbildung eines Raumstückes

### C. Der Astigmatismus.

Wir kommen nun zur Abbildung ausgedehnter ebener Objekte mittels engeöffneter Büschel, wie sie z. B. bei der Aufnahme einer Landschaft mit sehr enger Objektivblende verwirklicht ist. Wenn wir im vorhergehenden die ideale Abbildung dadurch verwirklichten, daß wir den abbildenden Büscheln eine endliche Öffnung gaben, wollen wir nun diese unendlich klein lassen, dafür aber den leuchtenden Punkt um ein endliches Stück seitlich von der Achse legen. Statt eines symmetrisch auf das Objektiv fallenden Lichtkegels bekommen wir so einen schief auffallenden, dessen Grundfläche durch die Blendenöffnung des

Hauptstrahl

Objektives bestimmt ist. Die durch die Mitte der Blende gegebene Schwerlinie des schmalen Lichtkegels nennen wir dessen Hauptstrahl. Während aber bei unseren bisherigen Betrachtungen der Hauptstrahl jedes Büschels mit der optischen Achse zusammenfiel und diese die Symmetrielinie des Büschels war, ist dies nicht mehr der Fall. Dadurch, daß das Büschel schief auf die brechenden Flächen auffällt, ist der Verlauf der Strahlen in den verschiedenen durch den Hauptstrahl gelegten Ebenen ungleichartig geworden. Wir müssen deshalb die Beschränkung auf die Untersuchung des Ganges der Strahlen nur in einer Ebene fallen lassen und deren räumliche Lage im allgemeinen betrachten.

Zwei  
Haupt-  
schnitte

Wir haben bei einem schiefen Büschel zwei bevorzugte Richtungen zu unterscheiden. Die eine ist durch die Ebene gegeben, die wir durch den Hauptstrahl des schiefen Büschels und die optische Achse legen und als Zeichenebene wählen. Man bezeichnet sie als ersten, meridionalen oder tangentialen Hauptschnitt. Senkrecht zu ihr steht die zweite bevorzugte Richtung, nämlich der zweite, äquatoreale oder sagittale Hauptschnitt. Die durch diese beiden Ebenen gebildeten Fächer des gebrochenen schiefen unendlich schmalen Büschels werden nun in einer eigentümlichen Weise von den Strahlen ausgefüllt, die sich mit Hilfe der von M. von Rohr gegebenen Zeichnung (Fig. 20)<sup>1)</sup> unschwer erkennen läßt.

Astigma-  
tische De-  
formation

Das Licht bewege sich von links nach rechts und trete aus der letzten brechenden Fläche in Gestalt eines Büschels aus, in dessen kreisförmigem Querschnitte  $A'BAB'$  die beiden Linien  $A'A$  (ausgezogen) den meridionalen,  $BB'$  (punktirt) den äquatorealen Hauptschnitt darstellen. Der Übersichtlichkeit halber sind unterhalb des eigentlichen Strahlenganges noch die zur Zeichenebene senkrechten Schnitte für die wichtigsten Stellen im Verlaufe des Büschels gezeichnet. Gehen wir mit dem Lichte nach rechts, so wird das Büschel stärker in der Breite als in der Höhe zusammengedrängt, so daß der Quer-

<sup>1)</sup> Theorie und Geschichte des photographischen Objektivs von Moritz von Rohr, Berlin 1899, S. 39.



schnitt die Form einer Ellipse erhält, deren im äquatorealen Hauptschnitte liegende kleine Achse mehr und mehr im Verhältnis zu der im meridionalen Hauptschnitte liegenden großen Achse abnimmt. Schließlich schrumpft die kleine Achse der Ellipse in einen Punkt  $f_2$  zusammen, und sämtliche Strahlen des unendlich schmalen Strahlenbüschels gehen durch eine im meridionalen Schnitte liegende kleine Brennlinie  $C'_0C_0$ , die somit von den sich in ihr schneidenden Strahlen des äquatorealen Büschels erzeugt wird. Das Bündel schnürt sich weiter zusammen. Sein Querschnitt wird wieder elliptisch mit im meridionalen Schnitte liegender großer Achse. Dann kommt eine

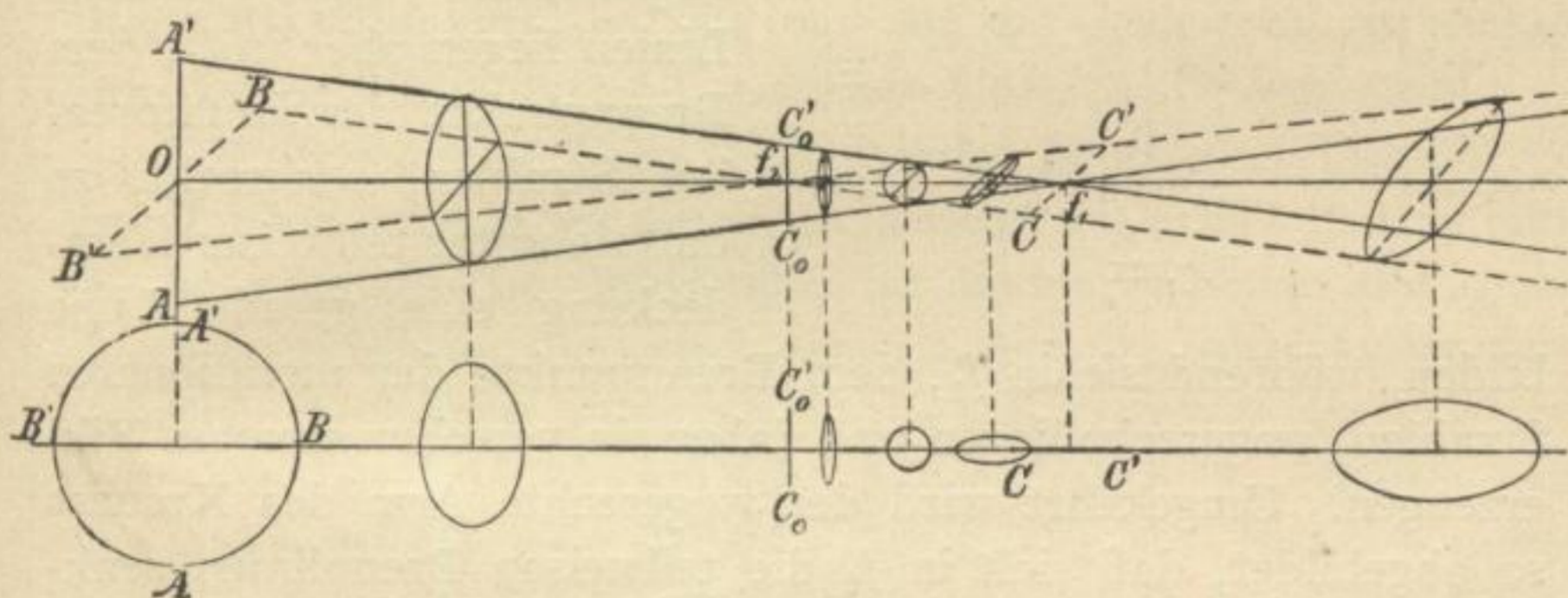


Fig. 20

Stelle der kleinsten Einschnürung, in der der Querschnitt ein Kreis ist; von hier aus plattet sich das Bündel so ab, daß die große Achse seines elliptischen Querschnitts im äquatorealen Schnitte liegt. Im Punkte  $f_1$  schneiden sich alle meridionalen Strahlen, und so wird eine kleine Brennlinie  $C'C$  gebildet, die in dem äquatorealen Schnitte liegt. Dann erweitert sich das Bündel und erhält einen elliptischen Querschnitt, dessen kleine Achse im meridionalen Schnitte liegt. Die beiden Brennlinien, die sich in den Brennpunkten bilden, stehen stets aufeinander senkrecht.

Diese eigentümliche Zerspaltung des unendlich schmalen schiefen Bündels nennt man astigmatische Deformation. Ihr Kennzeichen ist das Auftreten zweier astigmatischer Brenn-

linien an Stelle eines Brennpunktes, eine Erscheinung, die man mit Astigmatismus bezeichnet.

Ein-  
stellung  
auf ein  
Kreuz

Wir sind nun in der Lage, die Erscheinungen zu verstehen, die sich uns bieten, wenn wir auf einen seitlich der Achse befindlichen Gegenstand mit einfacher Zeichnung scharf einzustellen suchen, z. B. auf ein Kreuz, dessen beide Arme in den Ebenen der Hauptschnitte liegen sollen, also beispielweise senkrecht und wagerecht stehen (Fig. 21). Der senkrechte Arm wird Punkt für



Fig. 21

Punkt seiner ganzen Länge nach unter Ausziehung jedes Punktes in eine gerade Linie abgebildet. Diese kleinen Linien liegen aber in  $f_2$ , dem Brennpunkte der äquatorealen Strahlen, senkrecht, so daß sie unter teilweiser Überdeckung eine gerade Linie

bilden, während sie in  $f_1$ , dem Brennpunkte der meridionalen Strahlen, wagerecht liegen und daher ein verschwommenes Bild erzeugen. Umgekehrt wird der wagerechte Arm des Kreuzes so abgebildet, daß sich in  $f_2$  die teilweisen Brennlinsen senkrecht nebeneinander lagern und Unschärfe erzeugen, während durch ihre wagerechte Aneinanderlagerung in  $f_1$  das Bild scharf erscheint.

Gehen wir nun bei zusammengeschobener Kamera mit der Mattscheibe allmählich vom Objektiv fort, so erscheint bei einem gewissen Abstände der senkrechte Arm des Kreuzes scharf, während der wagerechte verschwommen bleibt. Hier sind wir im Brennpunkte der äquatorealen Strahlen. Wird der Abstand noch größer, so nimmt der senkrechte Arm an Schärfe ab, während die des wagerechten zunimmt, bis diese letztere im Brennpunkte der meridionalen Strahlen am größten wird. Darüber hinaus werden beide Arme unscharf. Den Unterschied in den Auszugslängen für diese beiden Stellungen pflegt man astigmatische Differenz zu nennen. Hält man den Mittelpunkt des Kreuzes fest und dreht die Arme um einen Winkel

von 45 Grad, so erscheint keiner von diesen in irgend einer Stellung scharf, da sie nicht mehr in die Hauptschnitte fallen.

Ähnliche Erscheinungen zeigen sich, wenn man als abzubildenden Gegenstand konzentrische Kreise nimmt, aus deren gemeinsamem Mittelpunkte die Radien ausstrahlen.

Gehen wir mit dem leuchtenden Punkte näher an die optische Achse heran, so rücken die astigmatischen Bildpunkte enger zusammen, bis schließlich bei genau symmetrischer Lage des Punktes zum Objektiv, nämlich auf der Achse, die beiden Bildpunkte zusammenfallen. Im allgemeinen wird also der Astigmatismus um so größer, je weiter sich der abzubildende Gegenstand von der Achse entfernt, und damit nimmt in gleichem Maße die Unschärfe zu, die wir auf der senkrecht zur Achse im axialen Bildpunkte aufgestellten Mattscheibe bemerken.

Für die verschiedenen Winkel, unter denen der Hauptstrahl im Objektraume gegen die Achse geneigt ist, erhält man je eine Reihe astigmatischer Bildpunkte für die meridionalen und äquatoralen Strahlen, die, durch einen Linienzug miteinander verbunden, die beiden astigmatischen Kurven geben. Lassen wir sich diese um die optische Achse drehen, so erhalten wir die astigmatischen Bildflächen, die zur Achse symmetrisch sind. In ihrem Durchstoßungspunkte mit der Achse stehen sie auf dieser senkrecht und berühren sich beide und mit der Mattscheibenebene.

Um den astigmatischen Korrektionszustand eines photographischen Objektivs klarzulegen, empfiehlt sich eine graphische Darstellung. Man geht dabei zweckmäßig von einem unendlich weit entfernten Punkte aus, dessen Strahlen geneigt zur Achse, aber parallel zum Hauptstrahle mit unendlich schmale Querschnitte einfallen. Der Einfluß der Entfernung auf den Charakter der astigmatischen Bildflächen ist belanglos. Wir lassen den Hauptstrahl in der Zeichenebene verlaufen und tragen nach dem Vorgange von M. von Rohr in ein rechtwinkliges Koordinatennetz die durch die Verschiebung der Mattscheibe gegebene Abweichung jedes astigmatischen Bildpunktes als Abszisse ein, wobei einer Verschiebung von 1 mm

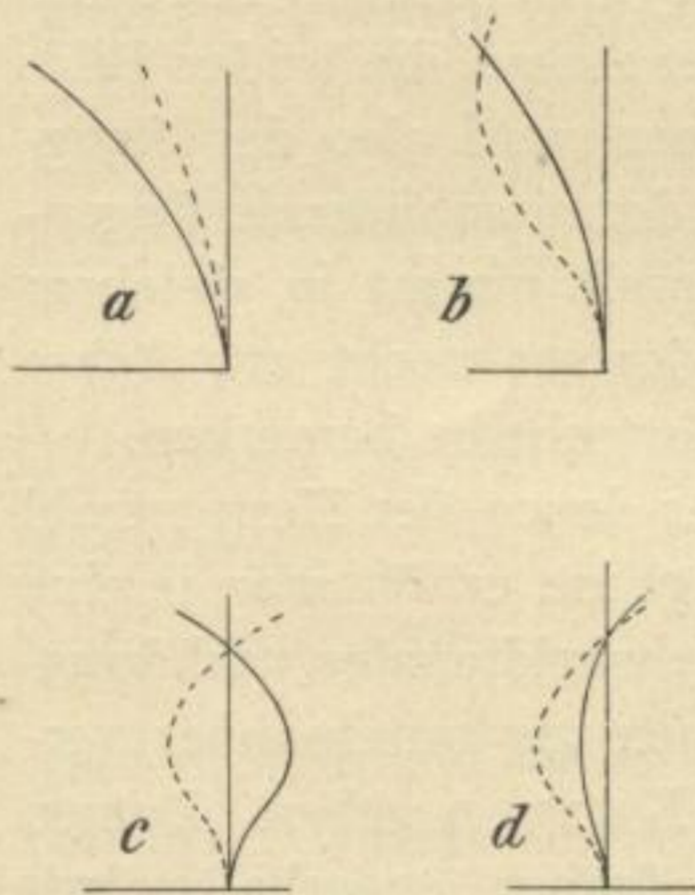
Abhängigkeit des Astigmatismus vom Winkel des Hauptstrahles mit der Achse

Astigmatische Kurven und Bildflächen

Graphische Darstellung

eine Strecke von 4 mm in der Zeichnung entspricht. Als Ordinate wählen wir den Neigungswinkel des Hauptstrahles gegen die Achse im Objektraume und tragen für 10 Grad Neigung 24 mm ab.

Den allgemeinen Fall der Lage der astigmatischen Kurven für eine Sammellinse stellt Fig. 22a dar. Die meridionalen Bildpunkte (gestrichelt) liegen weiter vom Objektiv fort als die äquatorealen, der Abstand wird



Astigma-  
tische  
Zonen

Fig. 22

von Null Grad Neigungswinkel an immer größer. In Fig. 22b schneiden sich die beiden Kurven in einem gewissen Abstände von der Achse; für einen bestimmten Neigungswinkel ist also der Astigmatismus behoben und das Objektiv anastigmatisch. Das gleiche gilt von der Darstellung in Fig. 22c und d, nur fällt hier der anastigmatische Punkt in die Mattscheibenebene.

Auch hier müssen wir, wenn es uns gelungen ist, die beiden Kurven zum Schnitte zu bringen und so den

anastigmatischen Punkt zu erzeugen, den Verlauf der Kurven zwischen diesem Punkte und ihrem axialen Schnitte, sowie über den anastigmatischen Punkt hinaus untersuchen. Diese Abweichungen der beiden Kurven nennen wir astigmatische Zonen oder Zwischenfehler. Je kleiner sie sind, um so geringer wird die durch den Astigmatismus verursachte Unschärfe. Ihre zulässige Größe ist durch die relative Öffnung gegeben, da sie um so unschädlicher werden, je stärker das Objektiv abgeblendet ist.

#### D. Die Koma.

Die Betrachtungen, die wir über den Astigmatismus anstellten, gingen davon aus, daß das den Hauptstrahl umlagernde Bündel einen sehr kleinen Querschnitt hatte. Diese rein astig-



matische Abbildung, wenn wir uns dieses Ausdruckes bedienen wollen, kommt also in entsprechender Weise zustande, wie die Gaußsche in dem die optische Achse umgebenden fadenförmigen Raume. An Stelle der Achse ist der Hauptstrahl getreten. Verwirklicht wird diese Art der Abbildung, wenn wir das Objektiv sehr stark abblenden. Damit wäre aber uns nicht geholfen, denn wir verlangen gerade vom photographischen Objektiv im Gegensatz zum Fernrohrobjektiv ein ausgedehntes Bildfeld bei großer Helligkeit.

Wenn wir nun dem den Hauptstrahl umgebenden Büschel eine endliche Öffnung geben, so treten Abweichungen in bezug auf die Bildung der beiden astigmatischen Bildlinien auf,

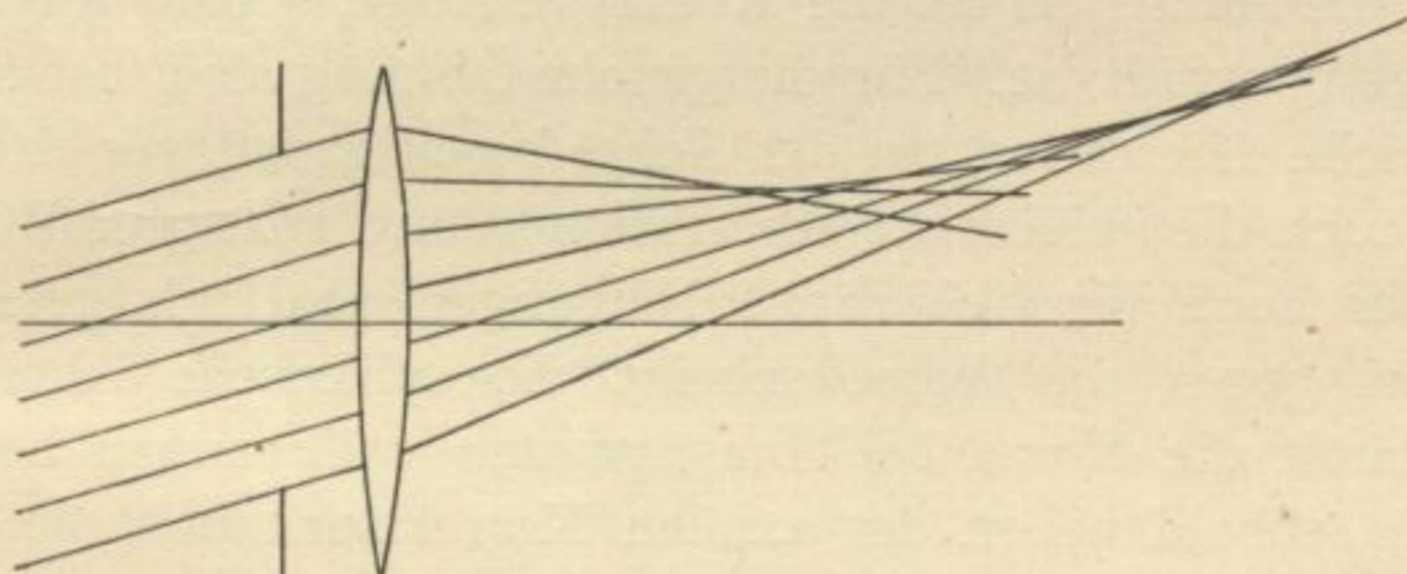


Fig. 23

Unter-  
schied  
zwischen  
den beiden  
Haupt-  
schnitten  
bei  
endlichem  
Quer-  
schnitte  
des  
schiefen  
Büschels

die wir als sphärische Aberrationen außeraxialer Büschel bezeichnen. Entsprechend den beiden Hauptschnitten hat man sie für die im Meridian und Äquator verlaufenden Strahlen getrennt zu behandeln. Die an zweiter Stelle erwähnten sind untergeordneter Natur. Da nämlich der Strahlengang im äquatoralen Schnitte auf beiden Seiten des Hauptstrahles durchaus symmetrisch zu diesem verläuft, treten zwar Aberrationen auf, die aber für photographische Objektive unschädlich sind.

Wesentlich verschieden ist der Gang der Strahlen im meridionalen Schnitte, wie ihn Fig. 23 darstellt. Hier ist in keiner Weise Symmetrie mehr vorhanden. Der am oberen Rande des Objektivs einfallende Strahl wird am stärksten gebrochen und schneidet im allgemeinen, entsprechend dem Charakter einer sphärischen Unterkorrektion, den benachbarten Strahl in einem

Koma im  
meri-  
dionalen  
Schnitte

kürzeren Abstände, als dieser wiederum seinen Nachbarn. Man erhält so statt eines Bildpunktes eine kaustische Kurve, die eine sehr starke Unschärfe auf der Mattscheibenebene herbeiführt. Im Gegensatz zu den äquatorealen ergeben mithin die meridionalen Strahlen eine vollkommen unsymmetrische Lichtverteilung, die sich in dem Auftreten ovaler, kometenähnlicher Flecke bekundet. Dies ist die sogenannte Koma, deren gänzliche Beseitigung für jedes photographische Objektiv unbedingt gefordert werden muß, und die sich selbst bei leidlich gut korrigierten Systemen noch in einem Mangel an Präzision des Bildes äußert.

Koma und  
Sinus-  
bedingung

Handelt es sich nur um geringe Neigungen des Büschels gegen die Achse, so ist die Koma beseitigt, sobald die Sinusbedingung erfüllt ist. Für die gleiche Öffnung also, bei der die sphärische Aberration auf der Achse beseitigt ist, verschwindet dann auch die sphärische Aberration wenig geneigter Büschel.

Aber auch für beliebige Neigungen endlich geöffneter Büschel gegen die Achse scheint die sphärische Aberration und damit die Koma bei Anastigmaten vollkommen beseitigt zu sein, sobald neben der axialen Korrektion auch die Sinusbedingung möglichst genau erfüllt ist. Wenigstens haben die anastigmatischen Neukonstruktionen des Verfassers gelegentlich ihrer praktischen Erprobung stets gezeigt, daß bei Erfüllung jener beiden Bedingungen das Bildfeld in seiner ganzen Ausdehnung vollkommen komafrei war.

### E. Die Bildfeldwölbung.

Durch Beseitigung des Astigmatismus ist es möglich geworden, einen flächenhaften Gegenstand mit unendlich schmalen Büscheln innerhalb eines gewissen Bildfeldes punktförmig abzubilden, deren Öffnung endlich sein kann, falls auch die sphärische Aberration in den beiden Hauptschnitten unmerklich geworden ist. Wir nehmen stillschweigend an, daß die Zwischenfehler sehr klein sind. Im allgemeinen werden wir dann mit einem Verlaufe der astigmatischen Kurven zu rechnen haben,

wie er in Fig. 22b dargestellt ist. Um ein scharfes Bild zu erhalten, müßten wir der Mattscheibe eine schalenförmige Form geben, wie man es auch für Projektionsschirme vorgeschlagen und ausgeführt hat. Daß für unsere photographischen Zwecke nichts damit gewonnen ist, liegt auf der Hand. Vielmehr haben wir stets mit ebenen Flächen zur Auf- fangung des Bildes und als Unterlage für die lichtempfindliche Schicht zu rechnen.

Das  
scharfe  
Bild soll  
eben sein

Diese Abweichung der Bildfläche von der Ebene nennen wir Bildfeldwölbung. Sie äußert sich, wenn wir auf der Mattscheibe einstellen, in einer von der Bildmitte an immer stärker werdenden Unschärfe. Diese zu beseitigen ist der Zweck der anastigmatischen Bildfeldeb- nung, die dann eintritt, wenn der anastigmatische Punkt in der Mattscheibenebene liegt (Fig. 22c). Wohl hatte man sich vor der Einführung der Objektive mit anastigmatischer Bildfeldeb- nung in manchen Fällen, z. B. bei Gruppenaufnahmen, dadurch zu helfen gewußt, daß man die einzelnen Teile des Gegenstandes auf einem gegen das Objektiv zu hohlen Bogen anordnete und so deren Bild gegen die Mattscheibe hinschob. In Wahrheit aber rechnete die moderne Photographie erst von dem Tage an, wo ihr zum ersten Male ein Objektiv mit anastigmatischer Bildfeldeb- nung oder kurz Anastigmat zur Verfügung gestellt wurde.

Anastig-  
matische  
Bildfeld-  
ebnung

Haben wir nun auch den anastigmatischen Punkt in die durch den axialen Bildpunkt senkrecht zur Achse gelegte Ebene gebracht, so ist damit noch nicht gesagt, daß auch der zwischen diesen beiden Punkten gelegene Teil des Bildes auf der Mattscheibe scharf erscheint. Es können vielmehr, wie Fig. 22d zeigt, Zwischenfehler bei der Bildfeldeb- nung auftreten, die zur Bildung von über der Grenze der Wahrnehmbarkeit liegenden Zerstreuungskreisen Anlaß geben. Wird also nicht dafür gesorgt, daß das anastigmatische Bild in allen Teilen des Feldes, soweit dies für die Aufnahme gebraucht wird, hin- reichend nahe an der Mattscheibenebene liegt, so treten un- scharfe Zonen im Bilde auf, die nur durch Abblenden beseitigt werden können. Je lichtstarker das Objektiv ist, um so näher

Zonen in  
der  
anastig-  
matischen  
Bildfeld-  
ebnung

an der Mattscheibenebene müssen die anastigmatischen Kurven verlaufen.

Gleichfalls können unscharfe Zonen auftreten, wenn sich zwar die Mittellinie zwischen den beiden Kurven ungefähr mit der Mattscheibenebene deckt, der Astigmatismus jedoch über die erlaubte Grenze hinausgeht. Auch dies sollte bei jedem Anastigmaten ausgeschlossen sein.

Aus-  
dehnung  
des ebenen  
Bildfeldes

Für welches Bildfeld man Astigmatismus und Bildfeldwölbung streng beseitigt, hängt im allgemeinen von der relativen Öffnung des Objektives ab. Lichtstarke Systeme sollen in der Regel eine kleinere Platte decken als lichtschwache, doch kann man diesen Vergleich nur unter Anastigmaten anstellen. Zweckmäßigerweise nimmt man die anastigmatische Korrektur nicht für den Rand des Bildfeldes, sondern für einen Punkt kleinerer Hauptstrahlneigung vor, um die Zonen in der Mitte des Bildes möglichst zurückzuhalten, so daß bei Abblendung noch wesentlich an Ausdehnung gewonnen werden kann.

Daß man bei schwierigen Aufnahmen eines ebenen und achsensenkrechten Gegenstandes nicht ausschließlich auf die Mitte des Bildfeldes einstellt, sondern einen Ausgleich zwischen den einzelnen Teilen des Bildfeldes herbeizuführen sucht, ist bekannt.

## 9. Die Strahlenbegrenzung.

Im vorhergehenden haben wir des öfteren den Begriff der Abblendung in den Bereich unserer Betrachtungen gezogen. Wir wollen nun, wenn auch kurz, darauf eingehen, in welcher Weise die Einschaltung einer Blende auf den Strahlengang einwirkt. Die von Abbe aufgestellte Theorie der Strahlenbegrenzung eingehend zu behandeln, müssen wir uns jedoch versagen.

Blende

Jedes optische System muß in irgend einer Weise körperlich begrenzt sein. Bei den photographischen Objektiven geschieht dies durch Einfügung einer kreisförmigen Öffnung, deren Mittelpunkt auf der optischen Achse liegt. Dies ist die Blende. Dadurch, daß sie sich in den Gang der Lichtstrahlen stellt,

schneidet sie ein bestimmtes Bündel ab, das je nach seinem Querschnitte ein mehr oder weniger helles Bild erzeugt. Um die Helligkeit zweckentsprechend abzustufen zu können, gibt man der Blende verschiedene Durchmesser, die entweder kontinuierlich verändert werden können (Irisblende) oder sprungweise aufeinander folgen (Blendensatz; falls die Öffnungen auf einer Platte angeordnet sind, Rotationsblende). Für gewisse besondere Arbeiten in der photomechanischen Technik ordnet man auf einer Blende mehrere Öffnungen an, deren Lage und Gestalt der Struktur des Rasters entsprechen muß. Dies sind die Grebeschen Koinzidenzblenden.

Diese Aperturblende  $B$  (Fig. 24), wie man sie auch nennt, befindet sich bei zusammengesetzten photographischen Objektiven zwischen den Linsengruppen. Durch ihre Mitte gehen die Hauptstrahlen der zur optischen Achse geneigten Bündel, und

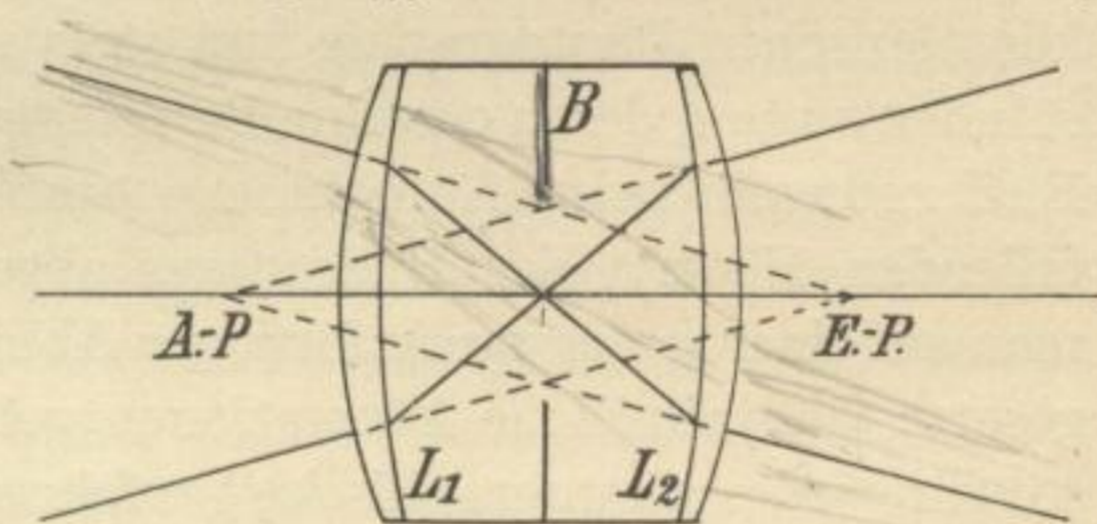


Fig. 24

es muß deshalb jeder Hauptstrahl vor seiner Brechung an der vorderen Linsengruppe  $L_1$  nach einem Punkte zielen, der den Mittelpunkt des virtuellen Bildes bildet, das die Gruppe  $L_1$  von der Aperturblende  $B$  entwirft. Genau entsprechend scheint jeder Hauptstrahl nach seiner Brechung durch die hintere Linsengruppe  $L_2$  von dem Mittelpunkte des virtuellen Bildes herzukommen, das die Gruppe  $L_2$  von der Blende  $B$  entwirft. Beide Mittelpunkte der virtuellen Bilder nennt man nach Abbe die Pupillen, und zwar zielt der einfallende Hauptstrahl nach der Mitte der Eintrittspupille (E.-P.), während der Hauptstrahl nach seinem Austritte aus der Mitte der Austrittspupille (A.-P.) zu kommen scheint. Eintritts- und Austrittspupille sind also die Basis der ein- und austretenden Lichtbündel, deren Spitzen im Objekt- und Bildpunkte liegen. Statt

Pupillen

Blende sagt man häufig in Übereinstimmung mit dem Baue des menschlichen Auges Iris.

Objektive  
mit  
Vorder-  
blende

Bei Objektiven mit Vorderblende, die man früher als Landschaftslinsen zu bezeichnen pflegte, z. B. der hinteren Hälfte eines symmetrischen Objektives, fällt die Aperturblende mit der E.-P. zusammen. Auch hier ist die A.-P. virtuell. Wir werden später sehen, in welcher Weise die gleichfalls körperliche Blenden darstellenden äußeren Fassungsblätter der photographischen Objektive auf die Strahlenverteilung einwirken.

Körper-  
liche  
Objekte

Bei der punktweisen Abbildung entspricht jeder Objekt-eine Bildebene, und es ist nicht möglich, selbst ein unendlich kleines Raumelement in einer Ebene scharf abzubilden. Nun haben wir es aber in der wissenschaftlichen, technischen und künstlerischen Photographie fast stets mit körperlichen Gegenständen zu tun, deren einzelne Punkte wegen ihrer verschiedenen Entfernungen vom Aufnahmeapparate in nicht zusammenfallenden Ebenen des Bildraumes abgebildet werden. Wollte man auf einer streng punktförmigen Abbildung bestehen, vorausgesetzt, daß sämtliche Aberrationen vollkommen gehoben sind, so wäre jedes photographische Verfahren aussichtslos, denn wir können im Bildraume nur mit einer Ebene arbeiten, auf der die punktförmige Strahlenvereinigung stattzufinden hat, während die Bilder tatsächlich in verschiedenen Ebenen liegen.

Ein-  
stellungs-  
ebene  
(E.-E.)  
konjugiert  
zur Matt-  
scheiben-  
ebene  
(M.-E.)

Wir erleichtern uns nun das Verständnis beträchtlich, wenn wir alle körperlichen Erscheinungen des Objektraumes auf eine Ebene übertragen, wie es zuerst von M. von Rohr geschehen ist. Diese Einstellungsebene (E.-E.) hat als Bild die Mattscheibenebene (M.-E.). Sind diese beiden Ebenen durch scharfe Einstellung des Objektives auf einen bestimmten Punkt festgelegt, so geht die Abbildung so vor sich, als ob der ganze Objektraum durch die Projektion aller darin befindlichen Gegenstände auf dieser Ebene mittels der von allen Objektpunkten nach der Mitte der E.-P. gerichteten Hauptstrahlen ersetzt wäre. Die von der A.-P. in den Bildraum gehenden Hauptstrahlen durchstoßen dann die M.-E. in den Bildpunkten, die zu den einzelnen Punkten der Projektion auf der E.-E. konjugiert sind.

Hieraus folgt nun, daß die durch Projektion der körperlichen Objekte auf die E.-E. entstandene Figur von der Mitte der E.-P. aus, das Bild von der Mitte der A.-P. aus in Zentralprojektion erscheint. Die Mittelpunkte der Pupillen sind also die Zentren der Perspektive. Lassen wir das Doppelobjektiv, in dessen Innern sich die Blende befindet, unendlich dünn werden, so fällt diese mit den beiden Pupillen zusammen und wird Zentrum der Projektion, wie bei der Lochkamera die kleine Öffnung. Ist das Objektiv symmetrisch, und steht die Blende in der Mitte des Luftraumes zwischen den beiden Hälften, so werden die Mitten der Pupillen für sehr kleine Hauptstrahlenneigungen mit den Hauptpunkten identisch. Außer in diesem einen Falle sind jedoch die Kreuzungspunkte der Hauptstrahlen mit der Achse vor und nach der Brechung und die Hauptpunkte etwas durchaus Verschiedenes.

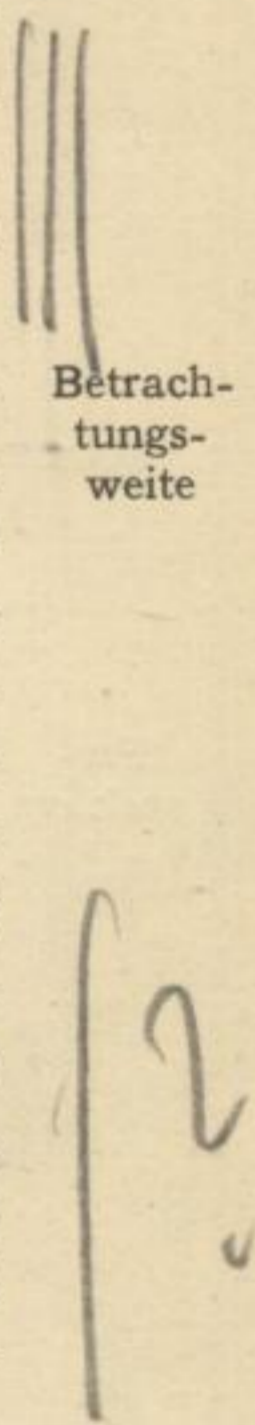
Es muß offenbar die Aufgabe jeder photographischen Aufnahme sein, ein Bild zu erzeugen, das der von der Außenwelt entworfenen Projektion auf der E.-E. in allen Teilen vollkommen ähnlich ist. Die Betrachtung dieses photographischen Bildes muß aber, sofern es auf das Auge einen objektgetreuen Eindruck machen soll, unter demselben Winkel geschehen, den die entsprechenden Hauptstrahlen in der Mitte der E.-P. miteinander bilden. Eine leichte mathematische Entwicklung zeigt, daß diese Bedingung erfüllt wird, wenn wir das Bild aus einem Abstände gleich der Brennweite des Aufnahmeobjektives betrachten. Allerdings gilt diese Regel nur dann ganz streng, wenn sich die E.-E. unendlich weit von dem Objektiv befand; indessen ist die Abweichung des Betrachtungsabstandes von diesem Grenzfalle für Handkameraaufnahmen, die ein beträchtlich verkleinertes Bild geben, so gering, daß wir sie vernachlässigen können. Bringt man also eine Aufnahme in deutliche Sehweite von einem normalen unbewaffneten Auge, so mußte die Objektivbrennweite 25 cm betragen, wenn anders der Eindruck ein naturgetreuer sein soll. Ist die Brennweite kleiner, so muß sich das Auge nähern. Da aber eine Akkomodation des Auges unmöglich wird, sobald es sich um wesentlich kürzere

Projekti-  
vische  
Eigen-  
schaften  
der  
Pupillen

Haupt-  
strahlen  
und  
Haupt-  
punkte

Betrach-  
tungs-  
weite

Hilfslinse  
zur Be-  
trachtung  
photogra-  
phischer  
Bilder



Abstände handelt, muß bei der Betrachtung der Aufnahme zwischen dieser und dem Auge eine Sammellinse eingeschoben werden, die zwei Bedingungen zu erfüllen hat. Einmal soll nämlich das Bild dem mit der Sammellinse bewaffneten Auge in einem Abstände erscheinen, wie ihn das Objekt bei der Aufnahme wirklich hatte, ferner ist es unumgänglich notwendig, daß das Bild perspektivisch richtig erscheint.

Brenn-  
weite der  
Hilfslinse

Faßt man diese Bedingungen in eine sehr einfache mathematische Formel, so ergibt diese ohne weiteres den interessanten Satz, daß jede photographische Aufnahme durch eine Sammellinse betrachtet werden soll, deren Brennweite gleich der Brennweite des Aufnahmeobjektives ist, und zwar aus einem Abstände gleich dieser Brennweite. Von der Richtigkeit dieses Satzes überzeugt man sich leicht, wenn man eine der bekannten weitwinkligen Straßenaufnahmen mit der gleichbrennweitigen Sammellinse betrachtet; es sind dann die scheinbaren perspektivischen Störungen vollkommen ausgeschaltet. Ein besonders für diesen Zweck von M. von Rohr konstruierter Apparat ist der Verant, dessen Linsen für die Bedingungen korrigiert sind, die hier in Frage kommen.

Verant

Per-  
spektive

Wie wir sahen, sind die Pupillenmitten Zentren der Perspektive. Für diese sind also maßgebend der Abstand der E.-P. von der E.-E. und der Winkel, unter dem die Projektionsfigur der körperlichen Gebilde auf der E.-E. von der Mitte der E.-P. aus erscheint, d. h. der Hauptstrahlenwinkel. Von dem die Abbildung vermittelnden Objektiv muß nur gefordert werden, daß es die Projektionsfigur auf der E.-E. in seinen kleinsten Teilen ähnlich auf die M.-E. überträgt. Setzen wir also an Stelle eines Objektivs derart ein anderes, daß die Mitten der E.-P. bei gleichem Abstände von der E.-E. zusammenfallen, so muß für beide Bilder die Perspektive genau übereinstimmen. Alle von dem gleichen Standpunkte aus gemachten Aufnahmen, gleichviel mit welcher Art von Objektiven, ob Porträtobjektiv oder Weitwinkel, zeigen also dieselbe Perspektive, und es ist deshalb unrichtig, von der falschen Perspektive kurzbrennweitiger Objektivs zu sprechen.



Ändert man aber den Abstand der E.-P. von der E.-E., dann wird infolge der gleichzeitigen Änderung des Hauptstrahlenwinkels die Perspektive eine andere. Man nähert sich oft einem Gegenstande, um ihn bei der Aufnahme mit einer kurzen Brennweite möglichst groß auf der Platte zu bekommen. Dann erscheint freilich der Hintergrund unnatürlich klein gegenüber einer Aufnahme mit langer Brennweite, die man bei gleicher Bildgröße des Gegenstandes in größerem Abstände gemacht hat. Betrachtet man aber diese Bilder mit scheinbar falscher Perspektive aus dem richtigen Abstände und unter Einschaltung der entsprechenden Sammellinse, so verschwinden die perspektivischen Anomalien, und das Auge sieht den Objektraum so, als ob es sich in der Mitte der E.-P. befindet.

Perspektivische Anomalien

So interessant auch die Betrachtungen über die natürliche Perspektive und die dadurch bedingte Auswahl der photographischen Objektive sind, so erübrigt sich ein näheres Eingehen an dieser Stelle, da die hierfür maßgebenden Gesichtspunkte auf ästhetischem Gebiete zu suchen sind.

### 10. Die Orthoskopie.

Wir hatten bereits in der Lochkamera ein optisches Instrument kennen gelernt, dessen Bilder in ihren kleinsten Teilen dem abgebildeten Gegenstande ähnlich sind, und haben nun zu untersuchen, inwieweit ein photographisches Objektiv ein verzeichnungsfreies Bild zu entwerfen imstande ist. An Hand der Ergebnisse des vorigen Abschnittes können wir diese Frage allgemein beantworten.

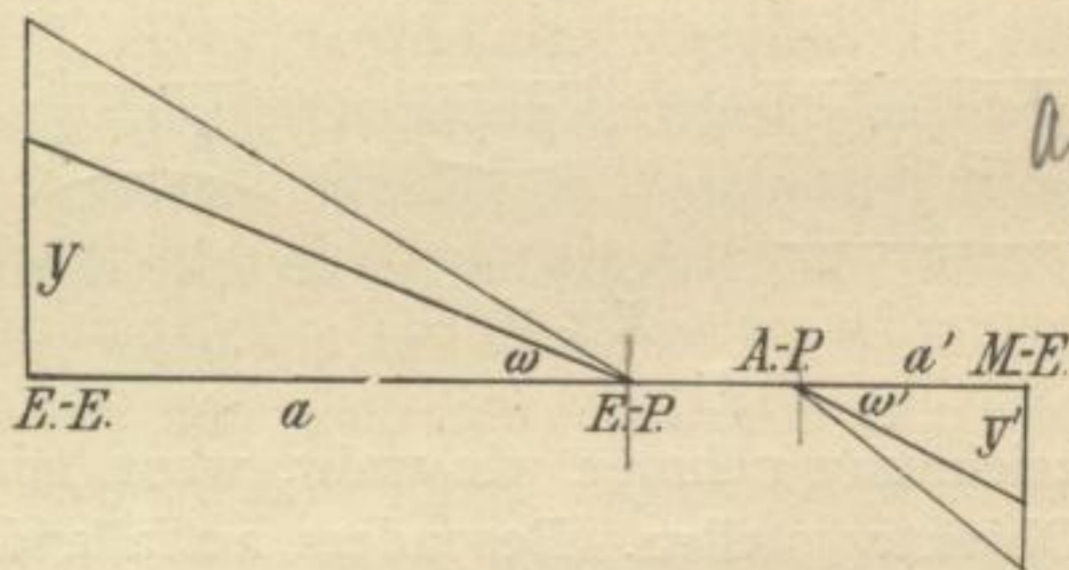


Fig. 25

*Pupillen sind  
aberrationsfrei  
ausgewählt!  
Wir aber wenn  
Gausische  
Hypothese!*

Bedingung für die Verzeichnungsfreiheit

Sämtliche körperliche Erscheinungen, die im Objektraume

*Wir bei ebenen Objekt. Hier kann doch jeder beliebige Aspekt gewonnen werden.*

zur Abbildung gelangen sollen, beziehen wir wieder auf die E.-E. (Fig. 25), die der M.-E. konjugiert sein soll. Die endlichen Büschel denken wir uns durch die Hauptstrahlen ersetzt. Mit  $y$  und  $y'$  bezeichnen wir, wie früher, Objekt- und Bildgröße, mit  $\omega$  und  $\omega'$  den objekt- und bildseitigen Neigungswinkel der Hauptstrahlen mit der Achse in den Pupillen, die um  $a$  und  $a'$  von E.-E. und M.-E. abstehen.

Soll das Objektiv verzeichnungsfrei sein, so muß die Reduktionszahl  $m = y : y'$  für alle Winkel  $\omega$  konstant bleiben. Der mathematische Ausdruck hierfür wird:

$$\frac{y}{y'} = \frac{a \operatorname{tg} \omega}{a' \operatorname{tg} \omega'} = m.$$

Diese Bedingung ist von dem Korrektionszustande des Objektivs unabhängig, sie setzt nur voraus, daß jedes schiefe Büschel durch einen Hauptstrahl dargestellt werden kann.

Wenn die Reduktionszahl  $m$  nicht konstant ist, so haben wir im allgemeinen zwei Fälle zu unterscheiden. Nimmt der Maßstab der Reduktion mit zunehmender Objektgröße ab, so wird ein Quadrat (Fig. 26a) mit gegen die Mitte zu hohlen Seiten (Fig. 26b) abgebildet. Eine derartige Verzeichnung, die man tonnenförmig nennt, beobachtet man bei den gebräuchlichen

Tonnen-  
und  
kissen-  
förmige  
Ver-  
zeichnung

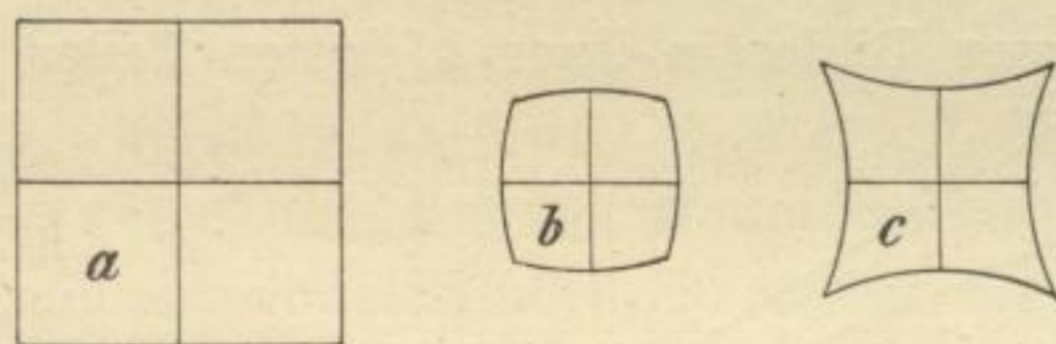


Fig. 26

Objektiven mit Vorderblende. Wächst umgekehrt  $m$  gleichzeitig mit  $y$ , so wird das Quadrat so abgebildet, daß seine Seiten nach innen zu gewölbt erscheinen. Diese kissenförmige Ver-

zeichnung nehmen wir wahr, wenn wir die Blende hinter das Objektiv stellen. Besonders auffallend werden diese Erscheinungen, wenn wir mit der Blende von der Linse fortrücken und so einen außergewöhnlichen Strahlengang herbeiführen.

Verhalten  
der sym-  
metrischen  
Objektive

Wie wir bereits sahen, zeichnet sich die wichtige Klasse der symmetrischen Objektive dadurch aus, daß die Hauptstrahlen

vor und nach der Brechung gleiche Winkel  $\omega$  und  $\omega'$  mit der optischen Achse bilden. Die Bedingung für die Orthoskopie wird dann  $a : a' = m$ . Das Verhältnis dieser Entfernungen der E.-E. und M.-E. ist aber im allgemeinen nicht für beliebige Neigungen der Hauptstrahlen konstant, vielmehr nur dann, wenn  $a = a'$  ist. Ein symmetrisches Objektiv ist also nur in dem besonderen Falle streng verzeichnungsfrei, wenn Objekt- und Bildabstand von den Pupillen gleich sind, wenn also die Abbildung in natürlicher Größe erfolgt. In allen anderen Fällen sind die in den Pupillen sich schneidenden beiden Büschel der Hauptstrahlen nicht frei von sphärischer Aberration, so daß man im allgemeinen die symmetrischen Objektive nicht vollkommen orthoskopisch nennen kann. Indessen bleiben die Abweichungen gegen die Orthoskopie so gering, daß sie selbst für manche Aufgaben der Reproduktionsphotographie nicht in Frage kommen. Es ist aber sehr wohl möglich, und man hat derartige Korrekturen für photogrammetrische Zwecke ausgeführt, einem symmetrischen Objektiv dadurch einen höheren Grad von Verzeichnungsfreiheit zu geben, daß man die Aberrationen in den Pupillen beseitigte.

Ist das Objektiv nicht symmetrisch, so muß man bei gegebener Reduktionszahl  $m$  die allgemeine Bedingung für einen in zweckmäßiger Weise auszuwählenden Neigungswinkel des Hauptstrahles erfüllen.

Zonen in  
der Ver-  
zeichnung

Ist ein Objektiv für eine Hauptstrahlenneigung  $\omega$  entsprechend der Bedingung für Orthoskopie korrigiert, so treten für die kleineren und größeren Winkel in bekannter Weise Zonen auf, die jedoch für die Praxis bedeutungslos sind. Ebenso entstehen Zwischenfehler, wenn wir den Maßstab der Reduktion ändern, also beispielsweise den nahe am Objektiv liegenden Gegenstand unendlich weit hinausrücken. Auch diese Fehler sind praktisch unschädlich. Überhaupt können wir annehmen, daß die gegenwärtig im Gebrauche befindlichen modernen Typen der photographischen Objektive praktisch verzeichnungsfrei sind, sofern man sie für die Zwecke gebraucht, die ihnen ihr Erfinder zugedacht hat, und nicht in bezug auf die Bildgröße

überanstrengt. Dies gilt sogar für die modernen Objektive mit Vorderblende, deren Helligkeit mäßig bleibt, und die man nur für verhältnismäßig kleine Formate gebraucht; für photogrammetrische und Reproduktionsaufnahmen verwendet man sie natürlich niemals.

Ver-  
zerrung im  
Gegen-  
satze zu  
Ver-  
zeichnung

Unsere Betrachtungen setzten voraus, daß die Einstellungs- und demnach auch die Mattscheibenebene senkrecht auf der optischen Achse stehen. Bekanntlich entstehen aber eigentümliche Verzerrungen im Bilde, die freilich mit den hier besprochenen Abweichungen von der Orthoskopie nichts zu tun haben, sobald man die Mattscheibe schief zur Einstellungsebene stellt. So werden bei der Aufnahme paralleler Anordnungen die unangenehm wirkenden stürzenden Linien hervorgerufen, wie man sie z. B. auf Architekturaufnahmen wahrnimmt, bei denen der photographische Apparat nicht genau wagerecht aufgestellt war. Diese Divergenz der Linien kann man durch ein freilich recht mühsames Reproduktionsverfahren beseitigen.

Anamor-  
phot

An dieser Stelle soll nur kurz auf die anamorphotischen Linsensysteme hingewiesen werden, bei denen absichtlich eine Verzerrung herbeigeführt wird, so daß z. B. ein Kreis in eine Ellipse, oder ein Quadrat in ein Rechteck übergeführt wird. Derartige Apparate sind für die Technik, insbesondere für die Herstellung von Mustern, von Wert. Diese Umwandlungen lassen sich, sofern der Maßstab der Reduktion in den beiden aufeinander senkrecht stehenden Richtungen nicht sehr verschieden ist, auch mittels eines stark abgeblendeten Objektives oder der Lochkamera herstellen.

## 11. Die Helligkeit des photographischen Bildes.

Hellig-  
keits-  
abnahme  
nach dem  
Rande

Wenn sich ein leuchtender Punkt auf der optischen Achse eines photographischen Objektives befindet, so wird der von ihm ausgehende Strahlenkegel durch die Aperturblende begrenzt und vereinigt sich wieder auf der Achse zu einem Bildpunkte. Der Objektpunkt werde nun seitlich so von der Achse fortgerückt,

daß der zugehörige Hauptstrahl einen Neigungswinkel  $\omega$  in der E.-P.,  $\omega'$  in der A.-P. mit der Achse habe. Die Rechnung zeigt, daß für die praktisch korrigierten Objektive die Helligkeit des seitlichen Bildpunktes  $\cos\omega \cos^3\omega'$  ist, wenn wir die des axialen Bildpunktes 1 setzen. Mit genügender Annäherung bei allen unsymmetrischen und in genauer Übereinstimmung für die symmetrischen Objektive können wir für jenen Ausdruck  $\cos^4\omega'$  setzen und finden damit die Abnahme der Helligkeit des Bildes einer gleichmäßig erleuchteten Fläche von der Mitte nach dem Rande gleich der vierten Potenz des Kosinus des bildseitigen Neigungswinkels. Diese Lichtverteilung ist also vollkommen unabhängig von der Beschaffenheit des Objektives in bezug auf Öffnung und Brennweite, sowie von der Länge seines Fassungskörpers.

Durch Eintragen der Zahlenwerte ergeben sich für die Helligkeit  $H$  des Bildes bei einem bildseitigen Neigungswinkel  $\omega'$  des Hauptstrahles, der gleich dem halben Bildwinkel ist, folgende Werte. Tafel

$\omega'$	$H$ in %	$\omega'$	$H$ in %
0°	100,0	40	34,4
5	98,5	45	25,0
10	94,1	50	17,1
15	87,1	55	10,8
20	78,0	60	6,2
25	67,5	65	3,2
30	56,2	70	1,4
35	45,0	75	0,4

Wir sehen, daß entsprechend der starken Helligkeitsabnahme die Belichtungszeit für den Rand des Bildfeldes erheblich wächst, sobald wir zu weitwinkligen Aufnahmen übergehen. Für ein Bildfeld von 60° steigt die Belichtungszeit für den Rand auf das 1,8fache, entsprechend bei 90° auf das 4-, bei 120° auf das 16- und bei 150° auf das 223fache der für die Mitte erforderlichen Belichtungszeit.

Über-  
belichtung  
in der  
Mitte oder  
Unter-  
belichtung  
am Rande

Wenn wir bei Aufnahmen mit normalen Objektiven den Lichtabfall auf der Platte nicht wahrnehmen, so liegt dies auch daran, daß die dann etwa zweimalige Unterbelichtung am Rande bei sonst reichlicher Belichtung im Negativverfahren ausgeglichen wird. Dagegen kann man sich bei schnellen Augenblicksaufnahmen, besonders gegen eine gleichmäßig erleuchtete Fläche, von dem Vorhandensein dieses gesetzmäßigen Lichtabfalles überzeugen, der unvermeidlich ist. Bei sehr weitwinkligen Aufnahmen hingegen wirkt er derartig, daß die Bilder

vollkommen unbrauchbar werden, da entweder der Rand stark unter- oder die Mitte ebenso stark überexponiert ist. Um ihn, freilich auf Kosten der allgemeinen Helligkeit, unschädlich zu machen, bedient man sich der zuerst von F. Stolze angegebenen Sternblende (Fig. 27).

Stern-  
blende von  
F. Stolze

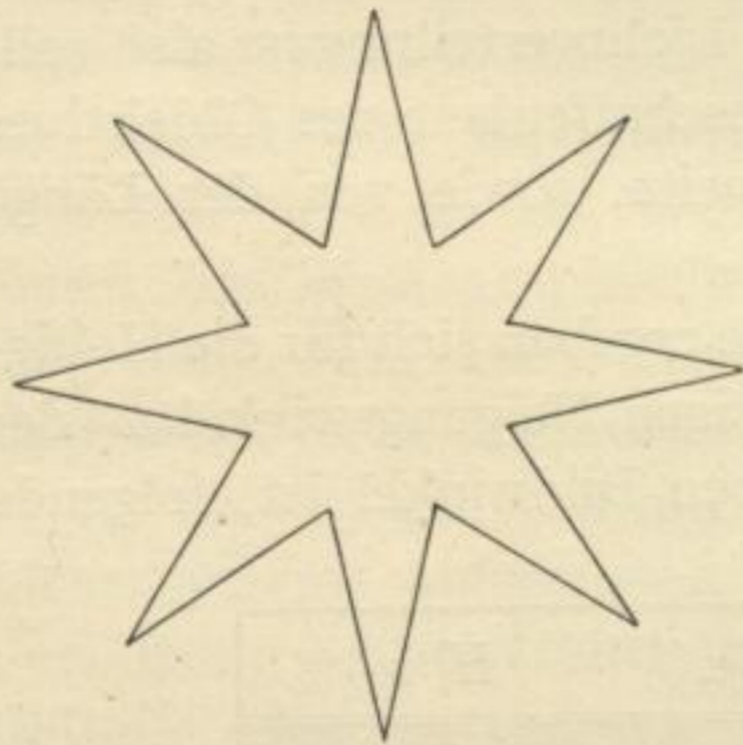


Fig. 27

Setzt man eine derartige Blende zentrisch vor das Objektiv, so wird die Mitte abgeblendet und dadurch zurückgehalten, während die

Randstrahlen ganz auf die Platte wirken. Um eine Schattenbildung zu vermeiden, läßt man die Blende mittels Druckluft schnell rotieren und erhält so ein Bild, das bis zum Rande gleichmäßig beleuchtet ist.

Es mag noch bemerkt werden, daß der Lichtabfall bei einer Lochkamera streng gemäß der vierten Potenz des Kosinus des Neigungswinkels erfolgt.

Vignet-  
tieren

Wir haben bisher vorausgesetzt, daß der Querschnitt des einfallenden Lichtbüschels lediglich durch die Größe der Aperturblende oder der Eintrittspupille gegeben ist. Daraus müßte auch folgen, daß wir die Winkel  $\omega$  und  $\omega'$  bis  $90^\circ$  wachsen lassen dürfen, einem Grenzwerte, dem ein unendlich großes Bildfeld entspräche. Daß dies nicht zutreffen kann, weiß jeder Photograph aus seiner Praxis. Es ist nämlich die Aperturblende nicht die

einzigste Blende, durch die eine Strahlenbegrenzung herbeigeführt wird; vielmehr bringt schon die räumliche Anordnung eines photographischen Objectives eine weitere Einschränkung der Lichtbündel mit sich. Die Linsenfassungen schneiden, wie sich aus Fig. 28 ergibt, einen Teil der seitlichen Bündel ab. Während das axiale Bündel eines unendlich weit entfernten Objektpunktes durch die Fassungen nicht beeinflußt wird, und dies auch noch von den wenig zur Achse geneigten Bündeln gilt, wird ein Teil des Bündels II von dem oberen Teile der hinteren Linsenfassung abgeschnitten. Die Folge ist eine entsprechende Verminderung

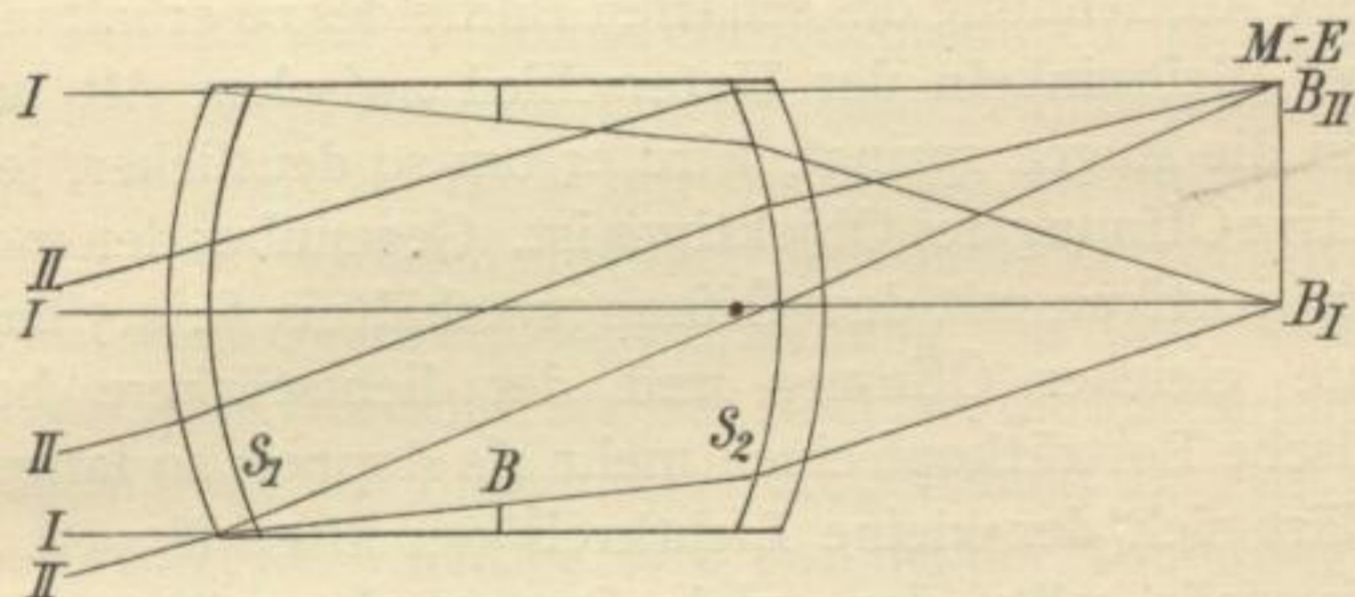


Fig. 28

der Helligkeit an der entsprechenden Stelle  $B_{II}$  der Mattscheibe. Lassen wir die Neigung noch größer werden, so finden wir schließlich einen bildseitigen Neigungswinkel  $\omega'_0$ , für den der unten an der vorderen Fassung einfallende Strahl oben von der hinteren Fassung gerade eben abgeschnitten wird. An der entsprechenden Stelle tritt also auf der Mattscheibe Dunkelheit ein, so daß der Durchmesser des ganzen Lichtkreises im Bilde  $2\omega'_0$  wird. Diese Erscheinung des jedem Objective eigentümlichen und durch dessen besondere Art gegebenen Lichtabfalles nennt man Vignettieren. Sind mehrere Blenden vorhanden, so wird die Einschränkung des Bildfeldes im allgemeinen durch die Blende verursacht, die von dem Kreuzungspunkte der Hauptstrahlen aus gesehen unter dem kleinsten Winkel erscheint. Man nennt sie deshalb nach Abbe Gesichtsfeldblende. Bei photographischen Objectiven ist es die entsprechende Linsenfassung.

Lichtkreis

Gesichtsfeldblende

Notwen-  
digkeit  
kurz  
gebauter  
Objektive

Das Vignettieren ist also unvermeidlich, wird aber um so weniger bedeutungsvoll, je größer der Winkel ist, unter dem die Fassung vom Mittelpunkte der Blende aus erscheint, je gedrungener also der Bau des Objektivs ist. Aus diesem Grunde ist Kürze des Objektivs eine sehr wichtige Bedingung, der jede moderne Konstruktion zu genügen hat. Auch hierin zeigt sich der große Fortschritt, den uns die Neuzeit brachte. Weisen die Anastigmaten sehr eng gestellte Linsen auf, so haben die alten astigmatischen Objektive einen unverhältnismäßig langen Bau, da es nur so ihren Konstrukteuren möglich war, eine bescheidene Ausdehnung des scharfen Bildfeldes zu erhalten. Während bei Weitwinkeln der Unterschied zwischen Alt und Neu wenig in die Augen springt, wird er um so deutlicher, je größer die relative Öffnung des Objektivs ist. Gegenüber den modernen Porträtobjektiven mit dem Öffnungsverhältnis  $f : 4,5$  haben die Aplanate gleicher Öffnung und der lichtstärkere bekannte Petzvalsche Porträtkopf einen mehr als doppelt so langen Bau. So erklärt sich der kleine Lichtkreis der alten Typen.

Ver-  
größerung  
des  
Linsen-  
durch-  
messers

Keinesfalls sollte der axiale Querschnitt selbst bei einem lichtstarken Systeme die Form eines Quadrates der Länge nach wesentlich überschreiten. Da es gerade bei den modernen Anastigmaten möglich ist, die scharfe Abbildung über einen großen Bildwinkel auszudehnen, wird selbst ein ausgezeichnet korrigiertes Objektiv wertlos, wenn infolge des frühzeitigen Lichtabfalles eine derartige Beschränkung in dem Formate eintritt, wie man es von den alten Objektiven her gewohnt ist. Zur Vermeidung des Vignettierens sucht man besonders bei weitwinkligen Objektiven die freie Öffnung möglichst zu vergrößern, wie es z. B. bei dem Hypergon-Doppelanastigmaten der Fall ist. Wenn man meistens bei den Objektiven mittlerer Lichtstärke die freie Öffnung gleich der wirksamen macht, so geschieht es, um die Handlichkeit nicht zu verringern. Übrigens hat man darauf zu achten, daß auch durch Einschaltung undurchsichtiger Teile in den Strahlengang eines sonst kurzgebauten Objektivs keine Bildfeldabblendung eintritt, wie es z. B. bei dem Vorsetzen von Filtern, Sonnenblenden, Verschlüssen der Fall sein kann.



Aus dem Strahlengange in der Fig. 28 geht übrigens hervor, daß dieser besondere Lichtabfall, der sich über dem zuerst besprochenen gesetzmäßigen lagert, erst bei einem größeren bildseitigen Neigungswinkel des Hauptstrahles beginnt, wenn das lichtstarke Objektiv abgeblendet wird. Einen praktischen Vorteil können wir aber aus dieser Tatsache nicht ziehen, da ja gerade die am stärksten vignettierenden astigmatischen Porträtobjektive möglichst wenig abgeblendet werden sollen.<sup>1)</sup>

Einfluß  
der Ab-  
blendung  
auf den  
Licht-  
abfall  
nach dem  
Rande hin

Wir haben nun zu untersuchen, wie die Helligkeit des axialen Bildes von den Objektivkonstanten abhängt, und wollen zuerst annehmen, daß sich auf der Achse ein leuchtender Punkt befindet, von dem mithin ein achsenparalleles Bündel ausstrahlt. Es muß dann die Helligkeit im Bilde mit der Größe der die Strahlen begrenzenden E.-P. wachsen und nach dem photometrischen Grundgesetze mit dem Quadrate der Entfernung von dieser abnehmen. Nennen wir den Durchmesser der E.-P.  $D$ , die Entfernung  $a$ , so ist die Helligkeit des Bildpunktes proportional  $D^2 : a^2$ .

Helligkeit  
eines  
punkt-  
förmigen  
Bildes

Daraus folgt der wichtige Satz, daß bei der Abbildung punktförmiger Objekte die Helligkeit des Bildpunktes unabhängig von der Brennweite und dem Öffnungsverhältnis ist.

Freilich gibt es nun kein punktförmiges photographisches Bild. Wie bekannt besteht die photographische Schicht aus einer großen Menge kleiner lichtempfindlicher Elemente, deren jedes in eine Anzahl kleinerer Teilchen zerfällt. O. Lummer hat nun gezeigt, daß auch dann noch das eben ausgesprochene Helligkeitsgesetz bei der Abbildung einer kleinen Fläche gilt, wofern nur das Bild dieser kleinen Fläche nicht größer als ein Plattenelement ist. Mit derartigen Objekten pflegt sich freilich weder die künstlerische, noch die technische Photographie zu befassen, vielmehr nur ein Zweig der wissenschaftlichen, nämlich die Astrophotographie.

Er-  
weiterung  
von O.  
Lummer

Sobald jedoch die Bildgröße über das angedeutete Maß wächst, ist die Helligkeit nach einer anderen Regel zu bestimmen. Sie ist dann der Fläche der E.-P. und umgekehrt dem Quadrate der Entfernung proportional, gleichzeitig aber auch

Helligkeit  
eines  
flächen-  
haften  
Bildes

<sup>1)</sup> Bei ungünstiger Blendenstellung kann freilich der Lichtkreis durch Verengern der Blende verkleinert werden.

der Fläche des leuchtenden Objektes. Eine einfache Umformung zeigt, daß die Helligkeit des achsennahen Bildes einer Fläche proportional  $\left(\frac{x}{x+f}\right)^2 \cdot \left(\frac{D}{f}\right)^2$  wird. Hierin ist in gewohnter Weise  $f$  die Brennweite des Objektivs und  $x$  der Abstand seines vorderen Brennpunktes von der leuchtenden Fläche. Befindet sich diese in einer im Verhältnis zur Brennweite großen Entfernung, so wird der Bruch  $\frac{x}{x+f}$  praktisch gleich 1, und wir erhalten die für die Photographie wichtige Regel:

Die Lichtstärke eines Objektivs, ein flächenhaftes Objekt in großer Entfernung vorausgesetzt, ist durch das Quadrat des Verhältnisses von Öffnung zu Brennweite gegeben.

Wie groß man also auch diese letztere wählen mag, stets bleibt die Helligkeit und damit die Belichtungszeit dieselbe, wofern nur mit der Brennweite die Öffnung des Objektivs in gleichem Verhältnis geändert wird. Verringern wir aber die Öffnung desselben Objektivs, so nimmt die Helligkeit entsprechend dem Quadrate des Verhältnisses der Öffnungen ab.

Eintritts-  
pupille  
oder  
wirksame  
Öffnung  
und  
Blenden-  
durch-  
messer

Aus unseren Betrachtungen geht nun klar hervor, daß für die Lichtstärke eines Objektivs neben dessen Brennweite der Durchmesser der wirksamen Öffnung, nämlich der Eintrittspupille maßgebend ist. Die Verwechslung dieses von dem vor der Blende stehenden Teile des Objektivs entworfenen Bildes der Aperturblende mit dieser selbst ist leider noch immer so häufig, daß es sich verlohnt, mit einigen Worten näher darauf einzugehen. Fällt paralleles Licht auf die Vorderhälfte eines symmetrischen Objektivs (Fig. 28), so wird das Bündel infolge der Sammelwirkung dieses Teiles konvergent. Sein Querschnitt muß also in der Blendenebene kleiner sein, als vor der Brechung an der ersten Fläche. Das Verhältnis dieser beiden Querschnitte ist bei den Anastigmaten etwa 1 zu 1,15, nimmt aber bei den Aplanaten bis auf 1 zu 1,3 ab. Es ist also falsch, wenn man die relative Öffnung oder das Öffnungsverhältnis dadurch zu ermitteln sucht, daß man den Blendendurchmesser durch die

Brennweite dividiert. Erst wenn man die so gefundene Zahl durch den vorher angegebenen Wert, der ausschließlich von dem Typus des Objektivs abhängt, dividiert, erhält man die relative Öffnung. Nur wenn die Aperturblende vor dem Objektiv steht, kann man den Durchmesser der wirksamen Öffnung durch den der Blende ersetzen.

Wenn wir nun auch im allgemeinen den Gegenstand und damit die Einstellungsebene als weit vom Objektiv entfernt annehmen dürfen, so gibt es doch Fälle, in denen man mit der Kamera nahe an das Aufnahmeobjekt herangeht. Hierher gehören vor allem die in neuester Zeit beliebt gewordenen zoologischen und botanischen Naturaufnahmen, über deren großen Nutzen nur eine Stimme herrscht, und bei denen der Gegenstand oft in natürlicher Größe oder sogar vergrößert wiedergegeben werden soll.

Dann wird der von uns bisher vernachlässigte Faktor  $\left(\frac{x}{x+f}\right)^2$  wesentlich kleiner als Eins. Führen wir wieder die Reduktionszahl  $m$  ein, so erhalten wir den Satz:

Bei Nahaufnahmen hat man die für Fernaufnahmen unter gleichen Bedingungen ermittelte Belichtungszeit im Verhältnis von  $1:\left(1+\frac{1}{m}\right)^2$  zu erhöhen.

Macht man eine Aufnahme in natürlicher Größe, für die  $m = 1$  ist, so stehen die Belichtungszeiten im Verhältnis von  $1:4$ ; wir müssen also mit der 4fachen Belichtungszeit arbeiten. Sehr schnell wächst diese, sobald wir mit der Vergrößerung weiter gehen, z. B. auf das 9fache bei 2facher Vergrößerung. Es ist bekannt, wie lange man bei mikrographischen Aufnahmen zu belichten hat. Andererseits sehen wir, daß schon bei einer Verkleinerung  $m = 20$  der Zuschlag für die Belichtungszeit nur noch 11% beträgt, ein Betrag, der für die Praxis nicht mehr in Frage kommt. Dieser Reduktion entspricht bei einer Brennweite von 15 cm die Entfernung von 315 cm vom vorderen Hauptpunkte des Objektivs.

Wir setzten bisher voraus, daß es sich um die Helligkeit des von einer achsennahen Fläche entworfenen Bildes handle.

Einfluß  
der Ent-  
fernung

Be-  
lichtungs-  
zeit bei  
Vergröße-  
rungen

Ersatz der  
E.-P. beim  
Vignet-  
tieren

Die Strahlenbegrenzung erfolgt dann lediglich durch die E.-P. Geben wir aber der Objektfläche eine größere seitliche Ausdehnung, so macht sich, wie wir sahen, der Einfluß der Gesichtsfeldblende in Gestalt des Vignettierens geltend. An Stelle der E.-P. müssen wir dann das in der Fig. 29 schraffiert gezeichnete Zweieck setzen, das durch die Überschneidung der Linsen-

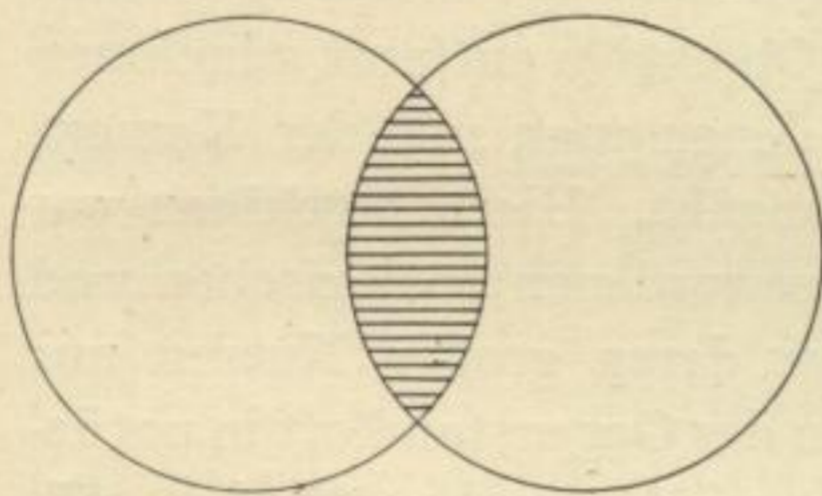


Fig. 29

fassungen entsteht, sobald wir das Objektiv gegen die Achse des Lichtbüschels drehen. Wir können dies wahrnehmen, wenn wir nach Herausnahme der Mattscheibe schräg von hinten durch das Objektiv hindurchsehen und uns bei dieser Gelegenheit gleich davon überzeugen, ob eine ge-

ringe Ausdehnung des Lichtkreises nicht etwa ihren Grund in dem Hineinragen irgend eines Teiles des Aufnahmeapparates hat.

Gestalt der  
Blenden-  
öffnung

Wenn es auch für die allgemeine Photographie bedeutungslos ist, welche Gestalt wir der Blendenöffnung geben, so verwendet man doch aus praktischen Gründen ausnahmslos kreisförmige Blenden. Nur die reproduktionstechnischen Arbeiten, bei denen ein Raster vor die lichtempfindliche Schicht gestellt wird, erfordern Blendenöffnungen, deren Form der Rasterstruktur angepaßt ist. Von den unveränderlichen Blenden kommen die Schieberblenden nur noch für Reproduktions- und Porträtobjektive mit großen Durchmesser in Betracht, während man die Revolverblende in der Regel für Stereoaufnahmen verwendet. In den meisten Fällen hat man es also mit der kontinuierlich zu verändernden Irisblende zu tun.

Abstufung  
der  
relativen  
Öffnung

Um die relative Öffnung oder Lichtstärke eines gegebenen Objectives bei einer beliebigen Öffnung der Blende und der E.-P. ohne weiteres erkennen zu lassen, wird an der Blende oder am Körperrohre eine Bezifferung angebracht, aus der die richtige Belichtungszeit herzuleiten ist. Trotz der zahlreichen Vorschläge für die Abstufung in der Blendenbezeichnung haben sich im wesentlichen nur vier Systeme im Gebrauche erhalten, die wir kurz

besprechen wollen. Diesen vier Systemen ist eine Bezifferung gemeinsam, bei der im wesentlichen zwei aufeinanderfolgenden Zahlen Belichtungszeiten im Verhältnis von 1 : 2 entsprechen. Zwei dieser Systeme geben als Zahlenwert für die relative Öffnung den Bruch  $f : p$  an, wo  $p$  gleich Brennweite dividiert durch wirksame Öffnung ist; sie unterscheiden sich aber durch die Wahl der Einheitsblende.

Das erste System ist von F. Stolze aufgestellt worden. Als Einheit für die Lichtstärke ist die einem Verhältnis von  $f : \sqrt{10}$  entsprechende angenommen, so daß sich folgende Abstufung ergibt:

Lichtstärke $f$ :	3,16	4,5	6,3	7,7	9	12,5	18	25	36	50	71
Belichtungszeit	1	2	4	6	8	16	32	64	128	256	512

Statt dieser Abstufung der relativen Öffnung ist in England und teilweise in den Vereinigten Staaten von Nordamerika die folgende in Gebrauch, bei der die relative Öffnung  $f : 4$  die Einheit bildet:

Lichtstärke $f$ :	4	5,6	8	11,3	16	22,6	32	45	64
Belichtungszeit	1	2	4	8	16	32	64	128	256

Da sich die Quadrate der Lichtstärkeneinheiten beider Systeme wie  $\sqrt{10} : 4$  verhalten, erhält man die Belichtungszeit des einen aus der nächstliegenden des anderen, wenn man mit 1,6 multipliziert oder dividiert. Belichtet man z. B. mit der Blende  $f : 6,3$  5 Sekunden, so hat man mit  $f : 8$   $5 \times 1,6 = 8$  Sekunden zu belichten.

Um dem Photographen die Arbeit des Umrechnens zu ersparen, werden die Objektive der optischen Werkstätte von Carl Zeiß nach dem Systeme von P. Rudolph beziffert und zwar nach Helligkeiten, wobei die Helligkeit für die Blende  $f : 50$  gleich der Einheit gesetzt ist. So ergibt sich folgende Abstufung für die Blendennummern:

Helligkeit	1	2	4	8	16	32	64	128	256
Lichtstärke $f$ :	50	36	25	18	12,5	9	6,3	4,5	3,16
Belichtungszeit	256	128	64	32	16	8	4	2	1

Nach dem letzten Systeme wird als Blendennummer die Belichtungszeit angegeben, so daß die Bezifferung beim Abblenden wächst, während sie nach dem Systeme von P. Rudolph zunimmt.

Blende  
eines Satz-  
objektives

An dieser Stelle mag noch darauf hingewiesen werden, daß das Einstellen der Blende auf eine bestimmte Lichtstärke eine kleine Komplikation erfährt, wenn dieselbe Blende für mehrere Objektive benutzt werden soll. Dieser Fall tritt ein, sobald mehrere Objektive mit Vorderblende zu einem Satze vereinigt werden, der auch ihre Kombinationen umfaßt. So werden also bei einem Satze aus drei Hälften sechs Objektive kombiniert und ebenso viele voneinander abweichende Blendenteilungen erforderlich. Diese Skalen auf dem Körperrohre neben dem Drehringe der Irisblende anzubringen, ist im allgemeinen wegen der geringen Übersichtlichkeit nicht empfehlenswert. Deshalb zieht man es nach dem Vorschlage von P. Rudolph vor, die Skale nach Millimetern der Blendenöffnung zu teilen und eine Tafel beizugeben, aus der man für jede Linsenkombination den einer bestimmten relativen Öffnung entsprechenden Blendendurchmesser entnimmt.

## 12. Die Tiefenschärfe.

Aufgeben  
der streng  
punkt-  
förmigen  
Strahlen-  
ver-  
einigung

Wie uns das von der Art der Brechung vollkommen unabhängige Abbildungsgesetz zeigt, werden im Objektraume befindliche, voneinander durch Abstände getrennte achsensenkrechte Ebenen in gleichfalls getrennt stehende achsensenkrechte Ebenen im Bildraume abgebildet. Es ist also unmöglich, einen von zwei derartigen Ebenen begrenzten Körper auf einer bildseitigen Ebene scharf abzubilden. Lassen wir aber die Forderung einer streng punktförmigen Strahlenvereinigung auf der Mattscheibenebene fallen und fassen das Wort scharf im Sinne von: dem Auge auf der Mattscheibe noch scharf erscheinend auf, so muß diesem Spielraum, den wir der bildseitigen Strahlenvereinigung in bezug auf ihre Güte geben, ein ähnlicher objektseitiger Spielraum in der Lage der abzubildenden Gegen-

stände zur Einstellungsebene entsprechen, ein Begriff, der sich im wesentlichen mit dem der Tiefe deckt.

Über die Abhängigkeit der Tiefe von den Umständen, unter denen die Aufnahme gemacht wird, ist viel geschrieben worden, und in der Regel mit einem Aufwande von Formeln, die nicht ermunternd zum Studium dieses vielen immer noch unangenehm geheimnisvollen Kapitels der photographischen Optik wirken. Und doch gibt es kaum ein Thema dieses Gebietes, das sich in so einfacher und zufriedenstellender Weise behandeln läßt, wie der Zusammenhang der Tiefe mit den Begleitumständen der Aufnahme, wenn wir uns nur dem Gedankengange M. von Rohrs anschließen. Auch hier wird sich wiederum zeigen, wie vor

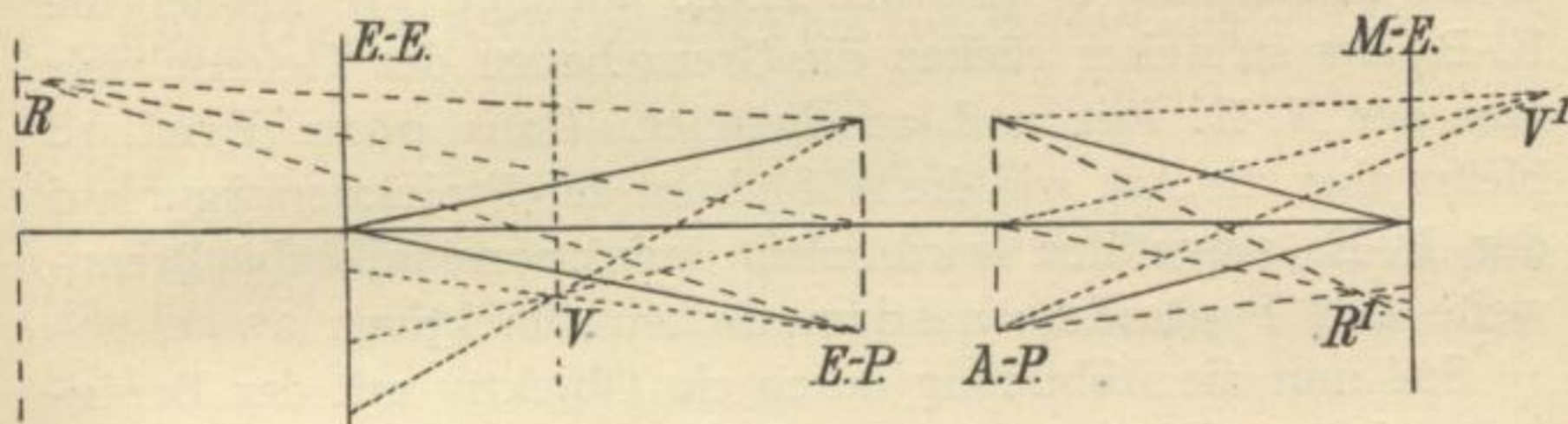


Fig. 30

teilhaft die Einführung der zur M.-E. konjugierten E.-E. gewesen ist. Wir setzen nur voraus, daß das Objekt anastigmatisch korrigiert sei.

Bei der Besprechung der Orthoskopie sahen wir, daß sich ein körperliches Gebilde im Objektraume durch eine Projektionsfigur auf der E.-E. ersetzen läßt, die dadurch entsteht, daß man alle Hauptstrahlen diese E.-E. durchstoßen läßt. Vorausgesetzt war also, daß alle Bündel unendlich schmal sind. Geben wir ihnen aber einen endlichen Querschnitt, so tritt an Stelle der Durchstoßungspunkte auf der E.-E. eine Zerstreungsfläche, falls sich der Objektpunkt außerhalb der E.-E. befindet. Wir sehen aus Fig. 30, wie allen diesen Kegeln eine Eigenschaft gemeinsam ist, nämlich die gleiche Basis der E.-P. Nehmen wir nun an, daß die zulässige Größe der Unschärfe auf der E.-E. durch einen Zerstreungskreis mit dem

Unschärfe  
auf der  
E.-E.

Durchmesser  $z$  gegeben sei, wobei  $z$  dem jeweiligen Zwecke entspricht, so muß es je eine Ebene rückwärts und vorwärts der E.-E. geben, in deren Punkten  $R$  und  $V$  die Spitzen der Lichtkegel liegen, die von der E.-E. in dem Zerstreungskreise  $z$  geschnitten werden.

Tiefe nach  
vorn und  
rückwärts

Daraus folgt nun schon, daß bei gegebener Maximalunschärfe  $z$  auf der E.-E. der Abstand  $t_v$  der Ebene  $V$  von der E.-E., d. h. die Tiefe nach vorwärts, sowie der Abstand  $t_r$  der Ebene  $R$  von der E.-E., d. h. die Tiefe nach rückwärts, und somit auch der Abstand  $t_r + t_v$  der beiden Ebenen  $R$  und  $V$  voneinander, d. h. die Gesamttiefe, lediglich von der Größe  $d$  der E.-P. oder der wirksamen Öffnung des Objektivs und deren Entfernung  $a$  von der E.-E. abhängt. Je kleiner die E.-P., um so weiter rücken die Grenzebenen der Tiefenschärfe von der E.-E. fort und auseinander. Ganz ohne Einfluß bleibt aber die Art, wie die Abbildung der Projektionsfigur auf der E.-E. ausgeführt wird, also Reduktionsmaßstab, Brennweite und Typus des anastigmatischen Objektivs.

Übertra-  
gung der  
Projek-  
tionsfigur  
auf die  
M.-E.,  
Grenze der  
Schärfe

Soll nun die Abbildung durch ein Objektiv mit der Brennweite  $f$  ausgeführt werden, und kennt man die Reduktionszahl  $m$ , so kann man den Durchmesser  $z'$  des bildseitigen Zerstreungskreises ermitteln, in dem die M.-E. von den nach den Bildpunkten  $R'$  und  $V'$  konvergierenden Strahlenkegeln durchstoßen wird; es ist nämlich  $z = m z'$ . Für die durch  $z'$  gekennzeichnete Unschärfe im Bilde können wir aber eine obere Grenze angeben. Wenn wir den Helmholtzschen Wert zugrunde legen, so bildet der Winkel von einer Bogenminute die Grenze für das Wahrnehmungsvermögen eines normalen Auges. Jedes photographische Bild soll aber unter Einschaltung einer Sammellinse, deren Brennweite gleich der des Objektivs ist, aus einem Abstände  $a'$  betrachtet werden, der gleich dem der A.-P. von der M.-E. während der Aufnahme ist. Mithin haben wir eine Beziehung zwischen dem Betrachtungsabstände  $a'$ , dem noch zulässigen Zerstreungskreise  $z'$  und dem Grenzwinkel von  $1'$  für die Wahrnehmbarkeit. Es ist nämlich:

$$z' = 2 a' \operatorname{tg} 30'' = a' 0,000291.$$



Für die Mehrzahl der Fälle reicht es entsprechend unserer früheren Angabe aus, statt  $a'$  die Brennweite  $f$  des Objektivs zu setzen.

Wenn wir noch statt der Abstände  $t_v$  und  $t_r$  die Entfernungen  $a_v$  und  $a_r$  von der E.-P. einführen, bis zu denen die Schärfe nach vorwärts und rückwärts reicht, und die relative Öffnung des Objektivs  $\frac{d}{f}$  gleich  $\frac{1}{n}$  setzen, so ergeben sich die folgenden Beziehungen:

Formel für  
die Tiefe

Schärfe nach vorwärts bis zur Entfernung

$$a_v = \frac{af}{f + 0,000291 an}$$

Schärfe nach rückwärts bis zur Entfernung

$$a_r = \frac{af}{f - 0,000291 an}$$

Je nachdem wir eine der Größen  $a$ ,  $f$  und  $n$  verändern und die beiden anderen konstant halten, bekommen wir die drei Sätze:

Abhängig-  
keit der  
Tiefen-  
schärfe

1. Bei gleichbleibender Lichtstärke und Brennweite nimmt die Tiefe zu, wenn der Abstand der E.-E. von der E.-P. größer wird;

2. bei gleichem Abstände und gleicher Lichtstärke nimmt die Tiefe zu, wenn die Brennweite kleiner wird;

3. bei gleichem Abstände und gleicher Brennweite nimmt die Tiefe zu, wenn der Blendendurchmesser kleiner wird.

Die Richtigkeit dieser Sätze wird bei jeder photographischen Aufnahme bestätigt, denn nur durch zweckentsprechende Anwendung der Blende läßt sich der Abbildungsbereich eines Objektivs der Tiefe nach praktisch erweitern. Zu gleicher Zeit wächst aber auch die Schärfe des Bildes auf der Mattscheibe in und außerhalb der Achse, da die infolge der noch vorhandenen optischen Fehler unvermeidlichen Zerstreuungskreise durch die Abblendung unschädlich gemacht werden. Solange man noch keine anastigmatisch korrigierten Objektive zur Verfügung hatte, mußte man das scharfe Bildfeld lediglich durch

Wichtig-  
keit der  
Blende

Abblendung zu vergrößern suchen, wobei man gleichzeitig die Tiefe steigerte. So könnte es scheinen, als ob man sich durch immer stärker werdende Abblendung schließlich doch dem Ideale einer für die Praxis hinreichend scharfen Abbildung des ganzen Objektraumes auf einer einzigen Ebene im Bildraume zu nähern imstande wäre.

Grenze der  
Ab-  
blendung

Indessen zeigt ein Versuch, daß der Gewinn an Schärfe ausbleibt, sobald man ein gewisses Öffnungsverhältnis überschreitet, und daß die Strahlenvereinigung schließlich bei sehr feinen Blenden so schlecht wird, daß man überhaupt nicht mehr von einem Bilde sprechen kann. Der Grund für diese Erscheinung, die wir schon früher bei der Betrachtung des Strahlenganges in einer Lochkamera bemerkten, ist die Beugung des Lichtes. Da es wegen der Verlängerung der Belichtungszeit zwecklos wäre, über die günstigste Abblendung hinauszugehen, begnügt man sich mit dem Öffnungsverhältnis  $f:71$  als dem kleinsten, das überhaupt nur bei telephotographischen Aufnahmen gebraucht werden sollte. Vielfach wird sogar  $f:50$  als kleinste Blende angegeben. Übrigens soll jede Aufnahme aus ästhetischen Rücksichten mit möglichst großer Blende gemacht werden.

Tiefe und  
Helligkeit  
schließen  
sich aus

Aus dem Vorhergehenden erhellt aber, daß Tiefe und Helligkeit Begriffe sind, die sich bei einem Objektiv in gewisser Weise ausschließen; beide zu vereinigen, ist unmöglich und vor allem durch keine Wahl eines besonderen Objektivtypus zu erreichen. Will man Tiefe haben, so muß man die Helligkeit opfern, und umgekehrt. Andererseits ist die Möglichkeit vorhanden, durch Vorschaltung eines absorbierenden, den Strahlengang aber nicht beeinflussenden Mediums vor ein lichtstarkes Objektiv dessen Helligkeit herabzusetzen und so eine lange Belichtungszeit mit geringer Tiefe zu verbinden. Auf diese Kombination wird jedoch niemand Wert legen.

Kurze  
Brenn-  
weiten

Es gibt aber einen Weg, bei derselben relativen Öffnung eine größere Tiefe zu erzielen. Nur muß man sich dann zweier Objektive statt eines bedienen. Wir sahen, daß die Tiefe

lediglich von dem Durchmesser der E.-P. abhängt, wenn der Maßstab der Reduktion gegeben ist. Vergleichen wir nun zwei Objektive mit verschiedener Brennweite, aber gleicher wirksamer Öffnung, so können wir bei dem Objektiv kürzerer Brennweite durch Abblendung bis auf das Öffnungsverhältnis des Objectives mit längerer Brennweite die Tiefe beträchtlich steigern. Vergrößern wir das Bild jenes Objectives im Verhältnis der beiden Brennweiten, so bekommen wir ein Bild, dessen Abmessungen den des Originalbildes genau gleich sind. Auch die Schärfe ist in beiden Bildern gleich, da sie ja nur von der Brennweite abhängt. Hingegen zeigt das vergrößerte Bild eine größere Tiefe als das Originalbild. Dies ist der Grund, weshalb man in den letzten Jahren mehr und mehr auf Apparate kleineren Formates zurückgreift und die Bilder nachträglich vergrößert.

Allerdings haben wir stillschweigend vorausgesetzt, daß das Vergrößerungsverfahren die Schärfe des Bildes nicht beeinträchtigt. Das trifft nun aber schon deshalb nicht zu, weil sich die Größe des Plattenkorns bemerkbar macht. Dadurch, daß dieses gleichzeitig mit vergrößert wird, geht je nach der Stärke der Vergrößerung so viel an Schärfe verloren, daß man sich auf mäßige Vergrößerungen beschränken muß. Daß man um so bessere Ergebnisse erhält, je feinkörnigere Platten man wählt, ist einleuchtend. Man nimmt deshalb unter Umständen auch die geringe Empfindlichkeit derartiger lichtempfindlicher Schichten mit in Kauf.

Einfluß des  
Platten-  
korns

Wie Objektive kurzer Brennweite den Objektiven längerer Brennweite, aber gleicher Lichtstärke, an Tiefe überlegen sind, geht aus dem folgenden Zahlenbeispiel hervor. Es werde ein Objektiv mit der relativen Öffnung  $f : 4,5$  und der Brennweite  $f = 90$  mm auf eine Ebene in der Entfernung  $a = 6$  m scharf eingestellt. Dann ist  $n = 4,5$  zu setzen, und man findet, daß die scharfe Zone zwischen 5518 und 6574 mm liegt. Ihre Breite oder die Gesamttiefe ist also 1056 mm. Der Durchmesser  $z'$  des Zerstreuungskreises auf der Mattscheibe, der die Schärfe noch nicht beeinträchtigt, ist 0,026 mm. Machen wir aber dieselbe

Beispiel

Aufnahme mit einer Brennweite  $f = 180$  mm und gleicher relativer Öffnung  $f:4,5$ , so reicht die Schärfe von 5749 bis 6274 mm Abstand, und die Gesamttiefe beträgt 525 mm. Vergrößern wir die erste Aufnahme im Verhältnis 1 : 2, so werden deren Zerstreuungskreise im gleichen Maßstabe größer, nämlich 0,052 mm groß, und damit ebenso groß wie bei der zweiten Aufnahme; die Tiefe ist jedoch ungefähr noch einmal so groß.

Ver-  
schiedene  
Größe der  
Tiefe nach  
vorwärts  
und  
rückwärts

Diese Zahlen zeigen noch eine zweite Eigentümlichkeit, die sich bei der Projektion von körperlichen Gegenständen vor und hinter der E.-E. auf diese bemerkbar macht. Es ist nämlich stets, wie die allgemeinen Gleichungen ohne weiteres zeigen und die Praxis bestätigt, die Tiefe nach rückwärts größer als die nach vorwärts. Während wir bei dem kurzbrennweitigen Objektiv unseres Beispiels die Grenzebene der praktisch scharfen Abbildung bis auf einen Abstand von 574 mm von der E.-E. nach rückwärts hinschieben konnten, ist die entsprechende Zone nach vorwärts, d. h. nach dem Objektiv zu, nur 482 mm breit.

Unendlich  
soll noch  
scharf sein

Ein besonderes Interesse verdient der Fall, für den die Tiefe nach rückwärts unendlich weit reicht. Dies tritt ein, sobald der Nenner des Bruches in der Gleichung für  $a_r$  Null wird; und somit muß dann die Bedingung bestehen:  $f = 0,000291 a n$ . Soll beispielsweise bei einem Objektiv von 90 mm Brennweite und einem Abstände von 6 m durch Abblendung noch das Bild des unendlich weit entfernten Punktes praktisch scharf gemacht werden, so ergibt sich aus der nach  $n$  aufgelösten

Gleichung:  $n = \frac{3518 f}{a}$ . Das dazu notwendige Öffnungsverhältnis

1 :  $n$  wird 1 : 53. In allen diesen Fällen wird der Abstand  $a_r$  des nach dem Objektiv zu noch eben scharf erscheinenden Punktes von der E.-P. gleich dem halben Abstände der E.-E. Für das Beispiel reicht also die Gesamttiefe von Unendlich bis 3 m.

Führt man statt der Brennweite und der relativen Öffnung wieder den Durchmesser  $d$  der E.-P. oder wirksamen Öffnung ein, so findet man zwischen diesem und der Entfernung  $a$  der

È.-È., auf die einzustellen ist, falls man Unendlich noch scharf bekommen will, die einfache Beziehung:  $a = 3518 d$ . Der nächste scharfe Punkt hat eine Entfernung von  $1759 d$ .

Für Objektive mit Vorderblende ist  $d$  gleich dem Blendendurchmesser selbst. Wie wir früher sahen, ist bei den modernen Anastigmaten mit Mittelblende der Durchmesser der Blende im Verhältnis von etwa 1 : 1,15 kleiner als der der wirksamen Öffnung. Daraus folgt die Regel, daß man auf einen Abstand ungefähr gleich dem 400fachen des Blendendurchmessers bei Objektiven mit Mittelblende einzustellen hat, wenn man Unendlich auf der Mattscheibe scharf haben will. Die Schärfe reicht dann nach vorn ungefähr bis zum 200fachen des Blendendurchmessers.

Für naturwissenschaftliche oder technische Zwecke sind öfters Aufnahmen in natürlicher Größe erforderlich. Jeder Praktiker weiß, mit welchen Schwierigkeiten man zu kämpfen hat, um die notwendige Tiefenausdehnung zu bekommen. Eine einfache Überlegung zeigt, daß für diesen Fall, die Tiefenausdehnung als klein vorausgesetzt, die Tiefe nach vorwärts gleich der nach rückwärts werden muß. In der Tat folgt aus unseren Gleichungen, daß die Abweichungen praktisch belanglos bleiben, und wir bekommen die einfache Beziehung für die Gesamttiefe  $t$  in mm

$$t = \frac{nf}{430}$$

Machen wir also mit einem Objektiv der Brennweite 18 cm und der relativen Öffnung  $f : 9$  eine Aufnahme in natürlicher Größe, so wird die Breite der scharfen Zone 3,8 mm.

Daß man für die Tiefen größere Werte bekommt, wenn man für den bildseitigen Zerstreuungskreis mit dem Durchmesser  $z'$  einen größeren Wert zuläßt, ist selbstverständlich. Man findet öfters hierfür den Betrag von 0,1 mm unabhängig von der Brennweite angegeben; es sind auch Fälle denkbar, in denen man noch wesentlich weiter mit der zulässigen Unschärfe gehen kann. Wird aber das Bild einer Betrachtung durch das Auge unterzogen, so gelten in aller Strenge nur

Tiefe bei  
Aufnahmen  
in natürlicher  
Größe

Ver-  
schiedene  
Angaben  
über die  
zulässige  
Unschärfe

unsere hier gemachten Festsetzungen. Darüber hinaus hat man noch mit der Einschränkung von  $z'$  zu gehen, wenn das Bild für Reproduktionsverfahren oder Messungen nutzbar gemacht werden soll.

Einstell-  
regel von  
F. Stolze

Will man in der Praxis den besten Ausgleich der Schärfe über ein gewisses Gebiet des Objektraumes der Tiefe nach erreichen, so muß man die geringere Tiefe nach vorwärts berücksichtigen. Dabei folgt man der bekannten Einstellregel von F. Stolze, nach der man zuerst auf den fernsten Punkt einstellt, der noch scharf erscheinen soll, darauf den Punkt weiter vorn ermittelt, der dann noch gerade scharf ist, und schließlich mit der Einstellung auf diesen Punkt die Aufnahme macht. Auf jeden Fall muß vermieden werden, daß die beste Schärfe zu weit nach rückwärts gelegt wird, ganz abgesehen von den Anforderungen, denen das Bild auch in ästhetischer Beziehung zu genügen hat.

Verzicht  
auf  
Schärfe  
zur  
Erhöhung  
der Tiefe

Man hat versucht, bei künstlerischen Aufnahmen zu gleicher Zeit die Wirkung des Bildes und die Tiefenausdehnung dadurch zu erhöhen, daß man auf Schärfe überhaupt verzichtete. Gibt man einem photographischen Objektiv sphärische Aberrationen, so vollzieht sich in der Tat der Übergang von der mäßigen zur vollen Unschärfe so allmählich, daß man in diesem Sinne wohl von einer Vergrößerung der Tiefe sprechen kann. Ferner hat man vorgeschlagen, das Objektiv während der Aufnahme in der Richtung seiner Achse zu verschieben, so daß alle Schnittebenen des aufzunehmenden Gegenstandes nacheinander auf der Mattscheibe scharf erscheinen, und auf der Platte eine gleichmäßige, gelinde Unschärfe auftritt. Auch die Beugung hat man durch Einschaltung eines engen Drahtnetzes in den Strahlengang zur Vergrößerung der geschnittenen Schärfe nutzbar zu machen versucht. Dasselbe bewirken Erschütterungen, denen man die Kamera während der Aufnahme aussetzt.

Doch kommt allen diesen Verfahren nur eine geringe Bedeutung zu. Will man die Schärfe des Bildes nach der beschriebenen Richtung hin verändern, so zieht man es vor, dies

in dem auf die Aufnahme folgenden Positivverfahren zu tun, dessen Mittel für diesen Zweck viel reichhaltiger sind als die vorher erwähnten Notbehelfe.

### 13. Die Farbenabweichungen und das optische Glas.

Wir hatten bisher vorausgesetzt, daß der Einfluß, den ein optisches Medium auf einen Lichtstrahl bei dessen Eintritt ausübt, lediglich eine Änderung der Richtung verursache. Wie aber Newton zuerst zeigte, wird bei der Brechung ein Strahl weißen Lichtes aus seiner ursprünglichen Richtung abgelenkt und zu gleicher Zeit in einen farbigen Fächer aufgelöst, dessen einzelne Farben wie im Regenbogen aufeinander folgen. Dieses Farbenband ist das Spektrum; man erhält es am reinsten, wenn man z. B. in den Strahlengang eines schmalen konvergenten Büschels weißen Lichtes ein Prisma aus einem stark zerstreuen Stoffe einschaltet. Wir bemerken, daß das rote Ende des Spektrums am wenigsten aus der ursprünglichen Richtung abgelenkt wird, während die darauffolgenden rotgelben, gelben, grünen, cyanblauen, blauen, dunkelblauen und violetten Strahlen dieser Reihenfolge entsprechend stärker abgelenkt werden.

Während unsere bisherigen Untersuchungen ausschließlich auf den Gang einfarbigen Lichtes, d. h. von solchem, dem nur ein bestimmter Brechungsquotient zukommt, gerichtet waren, haben wir jetzt die große Mannigfaltigkeit verschiedenfarbigen Lichtes zu betrachten, wie sie durch die ununterbrochene Änderung des Brechungsquotienten gegeben ist. Daß die Brechungsquotienten für die das weiße Licht bildenden Farben verschiedene Werte haben, findet seinen Grund in der ungleichen Fortpflanzungsgeschwindigkeit des farbigen Lichtes in optischen Medien. Jeder durch einen bestimmten Brechungsquotienten definierte farbige Strahl ist unzerlegbar.

Es handelt sich nun für uns darum, jede Stelle im Spektrum

Spektrum

Fortpflanzungsgeschwindigkeit des farbigen Lichtes

Fraunhofersche Linien

7\*

eindeutig so zu bezeichnen, daß wir der Unsicherheit ent-  
hoben sind, die bis zu den Untersuchungen Fraunhofers in  
der Kennzeichnung bestimmter Grundfarben und damit in  
der Angabe des zugehörigen Brechungsquotienten herrschte.  
Während das von jedem glühenden festen Körper ausstrahlende  
Licht ein ununterbrochenes farbiges Spektralband entstehen  
läßt, bemerken wir, daß das Sonnenlicht ein Spektrum liefert,  
in dem die Farbenfolge nicht mehr ununterbrochen ist. Es  
fehlen Grundfarben, so daß das Spektrum von dunklen Linien  
durchzogen zu sein scheint. Fraunhofers unsterbliches Ver-  
dienst besteht nun darin, zuerst die unveränderliche Lage dieser  
nach ihm benannten Linien im Sonnenspektrum erkannt und  
sie zur Kennzeichnung der Grundfarben benutzt zu haben. So  
war eine eindeutige Angabe von Farbe und Brechungsquotient  
möglich geworden und damit die Grundlage für die kon-  
struierende Optik gegeben.

Linien-  
spektrum

Wie bekannt, stehen die Fraunhoferschen Linien in engstem  
Zusammenhange mit den von glühenden Gasen und Dämpfen  
erzeugten Linienspektren, so daß aus deren Beobachtung  
auf das Vorkommen jener Substanzen auf der Sonne oder  
anderen Himmelskörpern geschlossen werden kann. Dem-  
entsprechend sind die dunkeln Streifen im Sonnenspektrum  
verteilt, so daß man nur gerade die Grundfarbe kennzeichnen,  
kann, die durch die entsprechende helle Linie im Spektrum  
des leuchtenden irdischen Körpers ergänzt wird. Wenngleich  
nun auch die Fraunhoferschen Linien in großer Anzahl vor-  
handen sind, so ist es doch wünschenswert, jede beliebige  
Spektralstelle nach einer fortlaufenden Teilung bezeichnen zu  
können.

Wellen-  
länge

Zu diesem Zwecke bedient man sich der Wellenlänge  $\lambda$ ,  
mit der jedes farbige Licht im luftleeren Raume schwingt.  
Sie wird in Einheiten von  $0,000001 \text{ mm} = 1 \mu\mu$  ausgedrückt,  
während man die Fraunhoferschen Linien mit den Buchstaben  
des lateinischen Alphabets bezeichnet. In der folgenden Zu-  
sammenstellung sind die hauptsächlichsten Stellen des Spek-  
trums angeführt, die für unsere Zwecke in Frage kommen.



Fraunhofersche Linie	Wellenlänge $\lambda$ in $\mu\mu$	Farbe
A'	768	dunkelrot
B	687	rot
C	656	hellrot
D	589	gelb
E	527	grün
F	486	cyanblau
G'	434	dunkelblau
h	410	violett

Den einer Fraunhoferschen Linie entsprechenden Brechungsquotienten kennzeichnet man durch Anhängung des betreffenden lateinischen Buchstabens als Index zu  $n$ . Die Differenz zweier Brechungsquotienten desselben optischen Mediums nennt man dessen Dispersion oder Zerstreuungsvermögen. Je geringer dieses ist, um so kleiner ist der Unterschied in der Ablenkung der einzelnen farbigen Strahlen bei einer Brechung.

Von der größten Wichtigkeit ist nun die Tatsache, daß das Farbenzerstreuungsvermögen der optischen Medien von ihrer Brechkraft unabhängig ist. Es gibt Körper, wie z. B. Diamant, die mit einem großen Brechungsquotienten eine verhältnismäßig geringe Dispersion verbinden, während Flintgläser weit weniger stark brechen, aber stärker zerstreuen; andererseits bricht und zerstreut der Flußspat sehr wenig. Der Irrtum Newtons, daß für alle Körper die Farbenzerstreuung dem Brechungsquotienten proportional sei, hat die praktische Optik ein Jahrhundert in ihrer Entwicklung versäumen lassen.

Das für die Herstellung photographischer Objektive ausschließlich gebrauchte Material ist das optische Glas. Der erste, der Anfang des neunzehnten Jahrhunderts den Einfluß der chemischen Zusammensetzung auf das Brechungs- und Farbenzerstreuungsvermögen eines Glasflusses durch planmäßige Versuche zu ergründen suchte, war Fraunhofer. Nach seinem

Dispersion

Unabhängigkeit der Farbenzerstreuung vom Brechungsquotienten

Optisches Glas

Tode wurde die Kunst der Herstellung optischen Glases fast ausschließlich in Frankreich (E. Feil in Paris) und England (Chance Brothers bei Birmingham) ausgeübt, bis im Herbst 1884 das bekannte Jenaer Glaswerk seinen Betrieb eröffnete und damit eine vollkommene Umwälzung in der konstruierenden Optik herbeiführte. Ein derartiger Erfolg war nur durch die planmäßigen Arbeiten der beiden Begründer, E. Abbe und O. Schott, möglich geworden, deren Bestreben dahin ging, durch Einführung bisher nicht benutzter chemischer Verbindungen neue Gläser mit abweichenden optischen Lagen, d. h. mit verändertem Brechungsquotienten bei gleicher Dispersion und umgekehrt, zu schaffen.

Seine  
Kenn-  
zeichnung

In den vom Schottischen Glaswerke herausgegebenen Preislisten wird jedes Glas mit einem seine chemische Zusammensetzung ungefähr kennzeichnenden Namen, sowie einer Angabe über den Brechungsquotienten für die  $D$ -Linie,  $n_D$ , und über die Farbenzerstreuung versehen. Es zeigt sich jedoch, daß es nicht empfehlenswert ist, neben der Dispersion selbst, z. B.  $n_F - n_C$ , noch eine Konstante anzugeben, deren Bedeutung wir kennen lernen werden. Dies ist die Abbesche Zahl

$$\nu = \frac{n_D - 1}{n_F - n_C}. \text{ Je stärker das Glas zerstreut, um so kleiner muß}$$

bei gleichbleibendem Brechungsquotienten  $n_D$  die Zahl  $\nu$  werden; umgekehrt entspricht einem großen  $\nu$  eine kleine Dispersion. Für gewisse Fälle ist es erforderlich, den Verlauf der Dispersionen in engeren Grenzen anzugeben. Deshalb enthalten die Schottischen Listen noch die Dispersionen  $n_D - n_{A'}$ ,  $n_F - n_D$  und  $n_{G'} - n_F$ , sowie deren Verhältnis zu der totalen Dispersion

$$n_F - n_C. \text{ Diese Brüche } \frac{n_D - n_{A'}}{n_F - n_C}, \frac{n_F - n_D}{n_F - n_C} \text{ und } \frac{n_{G'} - n_F}{n_F - n_C}$$

nennt Abbe die partiellen Dispersionen und kennzeichnet durch sie wie durch das zugehörige  $n_D$  und  $\nu$  die optische Lage des Glases.

Als Beispiel seien die folgenden Angaben aus den Schottischen Listen angeführt:

Bezeichnung	$n_D$	$n_F - n_C$	$\nu$	$n_D - n_A'$	$n_F - n_D$	$n_{G'} - n_F$
O. 144 Borosilikatkron	1,5100	0,00797	64,0	0,00519 0,651	0,00559 0,701	0,00446 0,559
O. 211 Schweres Barytkron	1,5726	0,00995	57,5	0,00630 0,633	0,00702 0,706	0,00568 0,571
O. 41 Schweres Silikatflint	1,7174	0,02434	29,5	0,01439 0,591	0,01749 0,718	0,01521 0,625

Die in den drei letzten Reihen unter den Zeilen stehenden Zahlen sind die entsprechenden Dispersionen.

Zur richtigen Würdigung der Schwierigkeiten, die bei der Herstellung einer Schmelze optischen Glases auftreten, wollen wir kurz das Schmelzverfahren selbst betrachten.

Her-  
stellung  
des  
optischen  
Glases

Das Schmelzen des Gemenges der chemischen Körper, des sogenannten Glassatzes, geschieht in einem tönernen Schmelzhafen. Bevor jedoch der Satz eingetragen wird, muß der Hafen allmählich im Verlaufe mehrerer Tage bis zur Rotglut erhitzt und dann im Schmelzofen mit einer Schicht von gleichem Glase überzogen werden, das von früheren Schmelzungen her übrig geblieben war. Der Satz wird in Lagen aufeinandergehäuft. Auf der Schmelztemperatur bleibt nun der Hafen mit Inhalt erhalten, bis dieser verflüssigt ist. Diese Stunden entscheiden über das Gelingen der Schmelzung, da bei der hohen Temperatur eine Reaktion zwischen Hafenwand und Glassatz eintreten kann, durch die die Zusammensetzung des Glases geändert wird, andererseits aber auch die Gasblasen aus der flüssigen Masse entfernt werden müssen. Nachdem an deren Oberfläche Unreinlichkeiten abgeschöpft sind, wird der tönernerne Rührer eingebracht und bei allmählich sinkender Temperatur die flüssige Masse in mehreren Stunden durchgerührt, bis sie einen hinreichenden Widerstand entgegensetzt. Dann wird der Hafen mit Inhalt in etwa vier Tagen langsam im Kühllofen abgekühlt. Dabei zerspringt der Glasblock in unregelmäßige Stücke, die nunmehr das optische Glas in seiner ersten Stufe der Entwicklung darstellen.

Eine derartige Glasmasse ist jedoch nur zu einem Teile zu

Schlieren gebrauchen. Das Rühren bezweckt, die Schichtungen, die auch durch das Verdampfen des flüssigen Glases an der Oberfläche entstehen, in der flüssigen Glasmasse zu zerstören und diese nach allen Richtungen gleichartig zu machen. Daß das in aller Vollständigkeit niemals erreicht werden kann, leuchtet ein. Es müssen also alle Bruchstücke nach dem Erkalten daraufhin untersucht werden, ob sie Stellen anderen Brechungsvermögens, d. h. Schlieren enthalten. Blieben derartige Stellen in dem Glase, so wäre ein von dem berechneten abweichender Strahlengang und damit eine Bildverschlechterung die Folge. Alle Schlieren müssen also, soweit sie sichtbar sind, aus den Glasblöcken herausgeschlagen werden.

Da man mit derartigen, unregelmäßig begrenzten Massen in der optischen Technik nicht viel anfangen und sie auch nicht erschöpfend prüfen kann, werden sie nun in regelmäßige Formen gebracht. Man legt sie in runde oder rechtwinklige Schamotteformen, die mit ihrem Inhalte bis zu dessen Weichwerden erhitzt werden. Hat das Glas die Form angenommen, so wird es in etwa zwei Wochen langsam abgekühlt. Erst dann kann es genau untersucht werden; man schleift und poliert es zu diesem Zwecke auf zwei gegenüberliegenden Flächen, so daß die Schlieren, Blasen und Unreinigkeiten sichtbar werden.

Spannung Aber selbst die mit diesen Fehlern nicht mehr behafteten Platten sind noch nicht zur Bearbeitung auf Grund der Konstruktionsangaben geeignet. Untersucht man eine solche Platte in polarisiertem Lichte, so zeigt sie das Vorhandensein von mehr oder minder großer Spannung. Wenngleich eine geringe Spannung für kleinere photographische Objektive die Bildgüte nur unwesentlich beeinflussen kann, würden aus solchem Glase hergestellte größere Linsen und vor allem die bei Reproduktionen zu verwendenden Umkehrprismen Ungenügendes ergeben. Es muß deshalb das Glas entspannt werden.

Feinkühlung Dies geschieht durch die Schottsche Feinkühlung. Je nach ihrer Zusammensetzung werden die Glasplatten in einem Wärmeregler bis auf eine Temperatur zwischen 350 und 480° gebracht, so daß sich die Spannung auslöst. Damit jedoch

keine neue hineinkommt, muß die Abkühlung sehr langsam und gleichmäßig vor sich gehen. Nach etwa 6 Wochen ist somit aus dem Rohglase ein feingekühltes Glas geworden, aus dem in bekannter Weise durch Schruppen, Schleifen und Polieren die Linsenflächen herausgearbeitet werden.

Das eben geschilderte Schmelzverfahren muß im übrigen der chemischen Zusammensetzung der Glasmasse angepaßt werden.

Daß die Herstellung des optischen Glases mit sehr großen Schwierigkeiten verknüpft ist, leuchtet nach dem Vorhergehenden ein. Sie steigern sich noch, wenn es sich um die gerade für die photographische Optik wichtigen Glassorten handelt, die ausnahmslos an der Grenze der Herstellungsmöglichkeit stehen, und bei deren Erschmelzung ein Ertrag von 20% des Glassatzes gut zu nennen ist. Hat man nun schon Mühe genug, diese schwer herzustellenden Gläser ohne Schlieren abzuliefern, so bedeutet es ein Verzicht auf ihre Fabrikation überhaupt, wenn man sie ganz frei von kleinen Bläschen herstellen müßte. Eine derartige Forderung ist aber gänzlich ungerechtfertigt, denn die Wirkung des Objektivs wird nicht im geringsten durch das Vorhandensein der Bläschen beeinflußt. Wie O. Schott nachgewiesen hat, beträgt der durch sie hervorgerufene Lichtverlust höchstens  $\frac{1}{50}$  0/0, ein Wert, der für die Praxis gar nicht in Frage kommt. Schließlich benutzt man das photographische Objektiv für Aufnahmen und nicht zum Hindurchsehen. Übrigens kann der Fall eintreten, daß bei der Bearbeitung einer Linsenfläche ein Bläschen geöffnet wird und als schwarzer Fleck auf der Außenseite erscheint. Auch dies ist ganz belanglos, ebenso wie das Auftreten eines winzigen Steinchens oder selbst einer kleinen Schliere, wofern nur deren Größe gegenüber der ganzen Linsenöffnung zu vernachlässigen ist.

Wir haben nun zu untersuchen, welchen Einfluß die Veränderlichkeit des Brechungsquotienten mit der Farbe des Lichtes auf die Abbildung eines Gegenstandes durch ein photographisches Objektiv ausübt. Dabei gehen wir von dem einfachsten System, der unendlich dünnen Sammellinse, aus. Da der Brechungsquotient aller Gläser für Blau größer als der

Schwierigkeit der Herstellung

Einfluß der Farberstreuung, chromatische Aberration einer Sammellinse

Unter-  
korrektur

für Rot ist, muß die Zerspaltung eines weißen, aus unendlich einfallenden, paraxialen Strahles so vor sich gehen, daß statt eines Brennpunktes ein axiales Band spektraler Brennpunkte auftritt, dessen blaues Ende der Sammellinse zugekehrt ist. Wir sprechen in diesem Falle von einer chromatischen Aberration, und zwar im Sinne einer Unterkorrektur, deren Größe sich für eine beliebige Dispersion ohne Mühe aus der für unendlich dünne Linsen geltenden Formel

$$\frac{1}{f} = (n - 1) \left( \frac{1}{r_1} - \frac{1}{r_2} \right)$$

bestimmen läßt. Auch hier treten Zerstreungskreise auf der Mattscheibe auf, nur daß sich deren Farbe durch die Über-einanderlagerung der Zerstreungskreise vom Rande nach der Mitte zu ändert.

Über-  
korrektur

Die entsprechende Farbenabweichung bei einer unendlich dünnen Zerstreungslinse hat den entgegengesetzten Charakter und wird als chromatische Überkorrektur bezeichnet. Man kann nun eine unendlich dünne Sammellinse dadurch chromatisch korrigieren, daß man sie aus zwei sich berührenden und gleichfalls unendlich dünnen Einzellinsen zusammensetzt, von denen die eine sammelt, die andere zerstreut. Damit aber das Ganze sammelnd bleibt, müssen die beiden Einzellinsen aus verschiedenem Glase bestehen, und zwar muß die sammelnde eine kleinere Farbenzerstreuung als die zerstreuende haben.

Achromat

So wurde es vor 150 Jahren möglich, einen Achromaten zu bauen, bei dem die Sammellinse aus einem schwach brechenden und zerstreuenden Kronglase, die Zerstreungslinse aus einem hoch brechenden und zerstreuenden Flintglase hergestellt waren. Eine derartige Kombination bezeichnet man auch als Alt-achromaten. Umgekehrt muß bei einer achromatischen Zerstreungslinse die sammelnde Einzellinse die größere Farbenzerstreuung gegenüber der zerstreuenden Einzellinse besitzen. Stellt man übrigens in sehr einfacher Weise die mathematische Bedingung für die Achromatisierung einer Kombination zweier sich berührender Einzellinsen auf, so findet man, daß sie

lediglich von den mit  $\nu$  bezeichneten Konstanten jedes Glases abhängt. Aus diesem Grunde hat man gerade diese Zahl für die Kennzeichnung der optischen Lage eines Glases gewählt.

Die chromatische Abweichung wäre nun vollständig behoben, wenn es gelänge, sämtliche farbigen Bildpunkte wieder in einem einzigen weißen Bildpunkte zu vereinigen. Dies ist aber nur dann möglich, wenn die Glassorten, aus denen die beiden Einzel-linsen hergestellt sind, einen ganz bestimmten Gang der Dispersion zeigen. Es müssen nämlich die beiden Spektren dieser Gläser, auf dieselbe Länge gebracht, vollkommen miteinander übereinstimmen, d. h. die partiellen Dispersionen für das ganze Spektralgebiet für beide Gläser gleich sein. Nun ist aber bei den Flintgläsern die relative Farbenzerstreuung im blauen und violetten Teile des Spektrums im allgemeinen wesentlich größer als bei den Krongläsern, die umgekehrt auf der weniger brechbaren Seite des Spektrums stärker zerstreuen. Es war daher mit den sogenannten alten Gläsern, d. h. den vor der Errichtung des Jenaer Glaswerkes bekannten, nicht möglich, mehr als zwei Farben durch passende Auswahl der Brennweiten von Sammel- und Zerstreulinse zu vereinigen, soweit man sich auf einen zweilinsigen Achromaten beschränkte. Die übrigen farbigen Strahlen bilden ihre Bildpunkte in einem gewissen Abstände von jenem, eine chromatische Abweichung, die man sekundäres Spektrum nennt.

Sekun-  
däres  
Spektrum

Das sekundäre Spektrum möglichst klein zu halten, ist für jeden Konstrukteur optischer Instrumente von großer Wichtigkeit. Je nach dem Zwecke, dem es dienen soll, muß die Auswahl zweier Farben so vorgenommen werden, daß der übrigbleibende chromatische Fehler möglichst unschädlich wird. Dazu ist zunächst notwendig, daß man feststellt, welche Strahlen sich an der Bilderzeugung nutzbringend beteiligen. Es kommt also für photographische Zwecke der Teil des Spektrums in Betracht, der auf die lichtempfindliche Schicht wirkt.

Wie jedem Photographen aus seiner Praxis bekannt ist, übt nur der brechbarere Teil der spektralen Farben vom Hellblau ab eine Wirkung auf die gewöhnliche photographische,

Aktinische  
Achroma-  
sie

nicht farbenempfindliche Platte aus, während rotes, gelbes und grünes Licht keine Schwärzung des Bromsilbers hervorruft. Vor allem sind es aber die von dem menschlichen Auge nicht mehr wahrnehmbaren ultravioletten Strahlen, die auf die gewöhnliche Blauplatte stark wirken. Unter Berücksichtigung dieser eigentümlichen Empfindlichkeit der nicht angefärbten Bromsilbergelatine hat man gefunden, daß die chromatische Abweichung für das gesamte aktinische Licht am kleinsten wird, wenn man die den Fraunhoferschen Linien  $F$  und  $h$  entsprechenden Farben miteinander vereinigt. Dies ist die aktinische Achromasie.

Chemischer Fokus

Bei einer derartigen Farbenvereinigung muß sich aber für die nach dem roten Ende des Spektrums gelegenen sichtbaren farbigen Strahlen eine sehr erhebliche chromatische Aberration des Bildpunktes geltend machen, die sich in einer Einstellungs-differenz zeigt. Dies ist der sogenannte chemische Fokus, der bei allen nicht achromatischen Objektiven antritt. Stellt man nämlich mit bloßem Auge auf der Mattscheibe ein, so können dabei nur die sichtbaren Strahlen des Spektrums mitwirken, von denen die gelbgrünen dem Auge am hellsten erscheinen; die Ebene des scharfen Bildes fällt aber keineswegs mit der der Mattscheibe zusammen. Ein derartig achromatisiertes Objektiv ist deshalb für die allgemeine photographische Praxis nicht brauchbar. Nur bei astrophotographischen Aufnahmen spielt der chemische Fokus keine Rolle, da hierbei die Stelle der besten Strahlenvereinigung nicht durch Einstellen auf der Mattscheibe, sondern durch eine Reihe von Versuchsaufnahmen bestimmt wird, die in verschiedenen Ebenen gleichen Abstandes vor und hinter der Brennebene vor sich gehen, denn nur um unendlich weit entfernte Gegenstände handelt es sich hier.

Astro-  
photo-  
graphische  
Auf-  
nahmen

Farben-  
korrektur  
für photo-  
graphische  
Objektive

Wir müssen also für die photographische Praxis ein genaues Zusammenfallen des optischen mit dem photographischen Bilde fordern, was dadurch erreicht wird, daß man die den Fraunhoferschen Linien  $D$  und  $G'$  entsprechenden farbigen Strahlen zur Vereinigung bringt. Dies erkaufen wir aber im allgemeinen nur durch eine Vergrößerung des sekundären Spektrums gegen-



über der Achromatisierung nur für die aktinischen Strahlen. Immerhin aber ist diese Einbuße an guter Korrektur ohne jede Bedeutung für die Praxis, zumal bei den modernen Objektiven Glasarten keine Verwendung finden, die wie die Silikatflinte im blauen Teile des Spektrums besonders stark zerstreuen.

Es besteht nun aber — und dies war der eine Punkt des Abbe-Schottischen Programmes bei den Vorarbeiten zur Begründung des Jenaer Glaswerkes — die Möglichkeit, das sekundäre Spektrum dadurch unschädlich zu machen, daß man den Achromaten aus solchen Glassorten herstellt, deren partielle Dispersionen einander gleich sind. Dann nämlich fallen in den gemeinsamen Bildpunkt zweier farbiger Strahlen auch noch die der anderen, so daß eine Achromasie höherer Ordnung erzielt wird. Tatsächlich werden derartige Glassorten hergestellt, welche die Aufhebung des sekundären Spektrums ohne weiteres mit sich führen. Freilich ist die nutzbringende Anwendung daraus hergestellter Objektive nur sehr beschränkt, nämlich auf alle die Fälle, in denen Teilaufnahmen hinter Lichtfiltern gemacht werden, also bei dem Dreifarbenverfahren. Daß hierbei die Teilbilder zusammenfallen müssen, sobald es sich um mittlere oder große Formate handelt, ist eine unbedingt zu erfüllende Forderung. In allen anderen Fällen hat die Achromasie, wie man bei photographischen Objektiven diesen höheren Grad der Achromasie zu nennen pflegt, keinen Zweck. In Anbetracht der Schwierigkeit, diese eigentümlichen Gläser des Jenaer Glaswerkes, die den besonderen Gang der partiellen Dispersionen zeigen, für die Konstruktion der Anastigmaten nutzbar zu machen, ist bei der Anpreisung gewöhnlicher Handkameraobjektive als Achromate eine genaue Nachforschung nach dieser Richtung hin geboten.

Benutzt man statt der gewöhnlichen Blauplatte eine farbenempfindliche Bromsilberplatte, so wird der Bereich der wirksamen Strahlen nach dem roten Ende des Spektrums hin erweitert. Solange man ohne Filter arbeitet, überwiegt trotzdem die Blauempfindlichkeit derart, daß auch hier die beschriebene Art der Achromatisierung für die *D*- und *G'*-Linie am Platze ist.

Glaspaare  
mit  
gleicher  
partieller  
Dispersion

Drei-  
farbenauf-  
nahmen

Apo-  
chromat

Farben-  
empfind-  
liche  
Platte

Achromasie für visuelle Instrumente

Schneidet man aber den ultravioletten Teil des Spektrums, der für das menschliche Auge nicht mehr wahrnehmbar ist, durch ein Gelbfilter ab, so hätte man, streng genommen, genau so zu achromatisieren, wie es bei Fernrohrobjektiven zum visuellen Gebrauche üblich ist, nämlich durch Zusammenlegen der *C*- und *F*-Linie. Abgesehen von der Unmöglichkeit, das gleiche Objektiv in mehreren Ausführungen für die verschiedenen Plattenarten zu benutzen, hat aber auch eine derartige rein optische Achromasie keinen Zweck, weil das photographische Bild in bezug auf Schärfe dem visuellen der Fernrohre bedeutend nachsteht und bei weitem nicht der starken Vergrößerung unterworfen wird wie dieses. Auch in diesem Falle ist also das sekundäre Spektrum ohne Bedeutung.

Achromasie der Brennweite

Gehen wir nun zu photographischen Objektiven beliebiger Dicke über, so können wir unsere bisherigen Betrachtungen, die sich auf unendlich dünne Linsen bezogen, ohne weiteres auf jene übertragen. Nur müssen wir berücksichtigen, daß dann Schnittweite und Brennweite nicht mehr dasselbe bedeuten. Offenbar reicht es aber nicht aus, die Achromasie nur in bezug auf die Schnittweite durchzuführen, d. h. die verschiedenfarbigen Bilder an denselben Ort des Bildraumes zu legen. Vielmehr müssen diese außerdem noch gleich groß sein, damit an dem Rande des Bildfeldes keine bunten Säume entstehen. Dies erfordert aber eine Achromasie auch für die Brennweite. Erst wenn diese beiden Bedingungen erfüllt sind, kann man ein photographisches Objektiv vollkommen achromatisch nennen. Im allgemeinen erfordert die Achromatisierung der Brennweiten eine besondere Verteilung der axialen Scheitelabstände der brechenden Flächen. Wir werden aber sehen, daß die Anordnung zweier Objektive zu einem symmetrischen oder hemisymmetrischen Doppelobjektive die Übereinstimmung in den Brennweiten von selbst mit sich führt.

Chromatische Differenz der Aberrationen

In derselben Weise, wie die Schnitt- und Brennweite, werden nun auch die verschiedenen Aberrationen von der Veränderung der Wellenlänge des Lichtes und damit dessen Farbe infolge ihrer Abhängigkeit von dem Brechungsquotienten beeinflusst.

Sie nehmen also für den spektralen Bereich, dessen Strahlen bei der Erzeugung des Bildes auf der Platte mitwirken, verschiedene Werte an. Diese chromatischen Differenzen der Aberrationen sind aber für uns hier ohne Bedeutung, weil sie infolge der durchaus notwendigen axialen Achromatisierung, wie wir sie vorher besprachen, schon auf ein sehr geringes Maß zurückgeführt sind. Wir haben uns stets gegenwärtig zu halten, daß bei der erheblichen Tiefe, mit der glücklicherweise die weitaus größte Zahl der Aufnahmen gemacht wird, jene Differenzen vollkommen in den durch die Grenze der Schärfe bedingten Spielraum fallen. Selbst die chromatische Differenz der sphärischen Aberrationen, die sich in einer sphärischen Unterkorrektur für die gelbgrünen Strahlen und Überkorrektur für die ultravioletten Strahlen äußert, könnte nur dann gefährlich werden, wenn es sich um Teilaufnahmen großen Formates hinter farbigen Filtern handelt. Da aber für diese Zwecke besondere Objektive vorgesehen sind, die noch dazu abgeblendet werden, so ist auch dieser Fehler, der bei den Mikroskopobjektiven die größte Beachtung verdient, bei dem photographischen Objektiv bedeutungslos.

Schließlich soll noch, wenn auch nur in losem Zusammenhange mit dem Vorhergehenden, betont werden, daß bei Vergleichsaufnahmen zur Ermittlung der Helligkeit eines Objectives, die unter genau gleichen Umständen vor sich gehen müssen, stets mit Lichtarten gleicher Farbe zu arbeiten ist. Wird einmal auf einen grünen, ein anderes Mal auf einen dunkelblauen Gegenstand belichtet, so muß sich ein verschiedenes Resultat für die Helligkeit des Objectives herausstellen, da die Platte nicht für alle Lichtarten gleich empfindlich ist.

Berücksichtigung der Farbe bei Vergleichsaufnahmen

#### 14. Die hauptsächlichsten photographischen Objektive.

Wir wollen nun näher untersuchen, inwieweit sich die gebräuchlichsten Typen der photographischen Objektive voneinander unterscheiden und auf welcher Grundlage sie auf-

gebaut sind. Bei der großen Anzahl der Systeme und der Kürze des hier zur Verfügung stehenden Raumes ist es freilich nicht möglich, alle Typen zu erwähnen. Wir beschränken uns daher auf die bekanntesten und verweisen für eingehenderes Studium auf die bereits erwähnte „Theorie und Geschichte des photographischen Objektives“ von Moritz von Rohr, sowie auf die Veröffentlichungen der optischen Werkstätten und ihrer Mitarbeiter.

Die erläuternden Figuren stellen die Objektivtypen rein schematisch dar; es kann also daraus kein Schluß auf die Konstruktionselemente gezogen werden.

Sämtliche Objektive teilen wir entsprechend ihrem Korrektionszustande für Astigmatismus und Bildfeldwölbung ein in Astigmaten und Anastigmaten.

## I. Astigmaten.

### 1. Die einfache Sammellinse.

Günstige  
Form für  
photo-  
graphische  
Auf-  
nahmen

Wie wir früher sahen, ist es nicht möglich, eine Sammellinse sphärisch zu korrigieren. Die günstigste Form, bei der die sphärische Aberration für parallel einfallendes Licht möglichst klein wird, entspricht einer bikonvexen Linse mit stärker gewölbter Vorderfläche, deren Radien sich etwa wie 1 : 6 verhalten. Eine derartige Linse ist für photographische Zwecke unbrauchbar, da selbst bei starker Abblendung nur die Mitte hinreichend scharf erscheint. Wesentlich bessere Ergebnisse erhält man aber, wenn man die Linse so durchbiegt, daß sie gegen das einfallende Licht zu hohl, also ein Meniskus wird. Allerdings nimmt dann die sphärische Aberration auf der Achse stark zu, und entsprechend die Mittelschärfe ab. Dafür wird aber die Lage der astigmatischen Bildflächen günstiger, so daß man bei entsprechender Abblendung und Stellung der Vorderlinse ein Bildfeld erreichen kann, das die Aufnahme von Köpfen gestattet. Für die Zwecke der Projektion in der Camera obscura wurde diese Linsenform unter dem Namen Periskop vor etwa 100 Jahren von Wollaston

eingeführt. In neuerer Zeit findet sie für künstlerische Zwecke häufig Anwendung (Monokel, Brillenglas). Bemerkenswert ist noch, daß der einfache Meniskus chromatisch nicht korrigiert ist und deshalb chemischen Fokus hat. Will man daher das photographische Bild so scharf, wie es überhaupt hierbei möglich ist, erhalten, so muß man nach der Einstellung auf der Mattscheibe um einen Betrag gleich der Brennweite dividiert durch die Glaskonstante  $\nu$  näher an das Objektiv herangehen. Da nun  $\nu$  bei den Krongläsern, aus denen man die Monokellinsen schleift, aus der Farbenzerstreuung zwischen der  $D$ - und  $G'$ -Linie abzuleiten ist, so wird der chemische Fokus ungefähr 2% der Brennweite, also bei 20 cm etwa 4 mm. Übrigens ist noch zu beachten, daß die Einstellung auch von dem Grade der Abblendung abhängig ist; je größer die Öffnung, um so näher muß man mit der Mattscheibe an das Objektiv herangehen.

## 2. Die achromatische Sammellinse.

Den Farbenfehler des sammelnden Meniskus beseitigte man dadurch, daß man ihn, wie Fig. 31 zeigt, aus einer zerstreuenden bikonkaven und einer sammelnden bikonvexen Linse zusammensetzte. Nachdem bei gegebenen Glassorten die Brennweiten festgelegt waren, stellte man noch die weitere Forderung auf, daß die Linsen miteinander zu verkitten seien. Man gab also den Innenflächen gleiche Krümmungen, vom Vorzeichen abgesehen, und konnte nunmehr den ersten Radius noch so bestimmen, daß die Gesamtleistung des Objektives möglichst gut wurde. Diese Systeme sind unter dem Namen Landschaftslinsen bekannt geworden. Sie werden vorteilhaft mit kleinen Blenden benutzt, die nicht über  $f : 18$  hinausgehen sollten; diese Objektive sind daher für Handkameras nicht gut zu gebrauchen. Man greift auf sie heutzutage wohl nur wegen des geringen Preises zurück.

Es zeigte sich nun, daß man mit dieser der Fig. 31 entsprechenden Form nicht viel leisten konnte, da die sphärische

Achromat  
mit kon-  
vexer  
Kittfläche

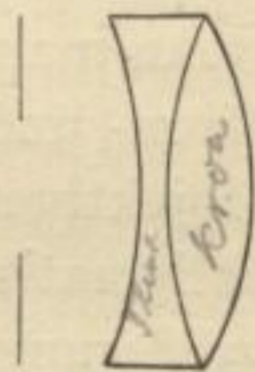


Fig. 31

Zerstreuend  
Kittfläche  
Sammelnde  
Linsen

Sphärisch  
korri-  
gierter  
Achromat

Korrektion noch nicht ausreichend war. Ein wesentlicher Fortschritt geschah aber mit der Einführung einer Form, bei der, wie Fig. 32 zeigt, die Reihenfolge der Glasarten vertauscht ist. Dadurch, daß man auf einen sammelnden Meniskus aus niedrig brechendem Kronglase einen zerstreuen aus Flintglas folgen

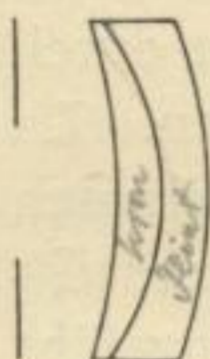


Fig. 32

ließ, wurde es möglich, bei einer vollständigen sphärischen Korrektion die Mittelschärfe zu erhöhen und eine im Verhältnis zu der Einfachheit im Bau des Systems nicht ungünstige Lage der astigmatischen Flächen zu erreichen. Derartige achromatische Linsen haben bei  $f:12,5$  eine für viele Zwecke noch hinreichende Schärfe, müssen aber sonst abgeblendet werden, damit die durch die Blende hindurchgehenden Bündel einen so kleinen Querschnitt bekommen, daß die Zerstreungskreise noch unterhalb der Grenze der Wahrnehmbarkeit bleiben. Welchen Einfluß die geringe Linsendicke ausübt, werden wir später sehen.

### 3. Der Aplanat von A. Steinheil als Vertreter der symmetrischen Objektive.

Symmetrisches  
Objektiv

Daß man eine bessere sphärische Korrektion erzielen kann, wenn man den achromatischen Meniskus statt aus zwei aus drei Kron- und Flintgläsern aufbaut, leuchtet ein. Allen derartigen Objektiven, wie auch den eben besprochenen, fehlt neben der astigmatischen die Korrektion auf Koma, chromatische Vergrößerungsdifferenz und Verzeichnung; diese ist wegen der Stellung der Blende vor dem Objektiv tonnenförmig. Es war deshalb ein großer Fortschritt, als durch eine sehr einfache Kombination aus bekannten Grundformen ein neuer Typus geschaffen wurde, der ohne weiteres eine Beseitigung jener drei Fehler mit sich brachte. Dies ist das symmetrische Objektiv.

Verzeichnungs-  
freiheit für  
Abbildung  
in natürlicher  
Größe

Stellt man z. B. zwei gleiche Achromate, wie sie in Fig. 32 gezeichnet sind, symmetrisch zu der Vorderblende, so verlaufen die Hauptstrahlen vor und nach der Brechung parallel. Da aber auch, wie wir früher sahen, die Aberration der schiefen

*Ferretoren  
Kittfläche  
Hohl gegen  
Licht.*

Büschel die Pupillenorte in gleicher Weise beeinflußt, sobald Objekt und Bild symmetrisch zum Objektiv liegen, so ist das symmetrische Objektiv für gleiche Größe von Objekt und Bild streng verzeichnungsfrei. Die Verzeichnung ist aber praktisch auch für jeden Objektabstand behoben, da die Zwischenfehler klein bleiben. Sind die beiden Hälften des Doppelobjektives nicht gleich, sondern nur ähnlich, so ist die Verzeichnung streng für ein Größenverhältnis von Objekt und Bild korrigiert, das dem der Konstanten (Radien, Dicken) der beiden Teile entspricht. Wie die Hälfte sonst korrigiert ist, bleibt für die Aufhebung der Verzeichnung bedeutungslos.

Ist das Verhältnis von Objekt- zu Bildgröße bei einem **Koma** symmetrischen, sphärisch korrigierten Doppelobjektive gleich

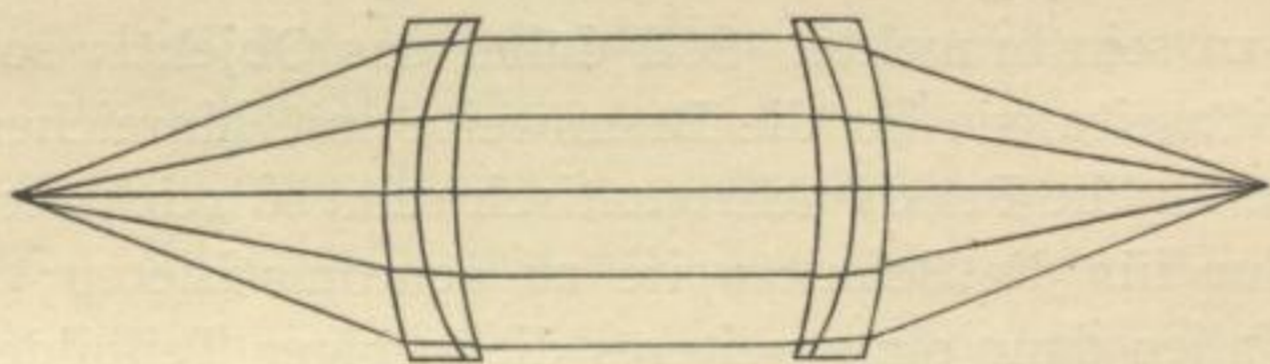


Fig. 33

Eins, so verläuft das von dem axialen Punkte ausgehende Strahlenbüschel zwischen den beiden Objektivhälften parallel (Fig. 33). Verfolgt man nun den Verlauf aller meridionalen Büschel im Objekt- und Bildraume, die gleichfalls zwischen den Linsen parallelen Gang zeigen, so ergibt eine einfache Überlegung, daß auch diese Büschel sphärisch korrigiert sind, daß das System in Bezug auf diese Büschel frei von Koma ist. Streng gilt also der Satz von der Komafreiheit symmetrischer Doppelobjektive nur für den erwähnten besonderen Fall. Hat dagegen das Objekt eine andere Lage, so kann sich Koma bemerkbar machen, sobald die Objektivhälfte einen starken komatischen Fehler besitzt, und das Öffnungsverhältnis eine gewisse Grenze übersteigt. Besteht die Hälfte aus verkitteten Linsen, so ist selbst bei einer Lichtstärke von  $f : 4,5$  das Doppelobjektiv praktisch für jeden Objektabstand komafrei,

während dies keineswegs für die später zu besprechenden symmetrischen Anastigmaten aus vier einzeln stehenden Linsen gilt, deren Hälften wegen ihrer starken Koma nur bei kleinen Blenden ein erträgliches Bild liefern. So kommt es, daß die astigmatischen Doppelobjektive nach dem Aplanattypus selbst bei erheblicher Öffnung eine große Brillanz im Bilde wegen ihrer praktischen Komafreiheit zeigen.

Fehlen der  
chroma-  
tischen  
Vergröße-  
rungs-  
differenz

Eine weitere, gleichfalls einfache Überlegung zeigt, daß die Farbenzerstreuungen eines Büschels in den beiden Hälften eines symmetrischen Objektives entgegengesetzten Charakter haben. Fällt weißes Licht ein, so werden nach dem Durchgange durch das Objektiv die farbigen Strahlen auch wieder zu weißem Lichte vereinigt. Mithin haben die Bilder verschiedener Farbe gleiche Größe, ohne daß dieses bei der Hälfte der Fall zu sein brauchte. Soll daher das Objektiv sowohl für die Schnittweite wie für die Brennweite mit hinreichender Genauigkeit für die Praxis achromatisch sein, so reicht es aus, die Hälfte nur für die Schnittweite zu achromatisieren; bei dem Ganzen fallen dann ohne weiteres die farbigen Teilbilder sowohl der Lage im Raume wie der Größe nach zusammen.

Steigerung  
der rela-  
tiven  
Öffnung

Bei einem derartigen Aufbau eines Objektives aus zwei gleichen oder ähnlichen Hälften werden aber nicht allein Koma, Verzeichnung und chromatische Vergrößerungsdifferenz sozusagen automatisch unschädlich gemacht, wofür nur die Hälfte, und damit auch das Ganze, sphärisch korrigiert ist und gleiche Schnittweiten für die verschiedenen Farben hat; vor allem aber steigt das relative Öffnungsverhältnis bis ungefähr auf das Doppelte der Hälfte. Dürfte man die Hälften als unendlich dünn betrachten und sie unendlich nahe zusammenstellen, so wäre nach dem früher Gesagten die Brennweite des ganzen Objektives die Hälfte der jedes Teiles. Bei den endlichen Abmessungen und Abständen erhöht sich demgegenüber die Brennweite um einen gewissen Betrag, so daß auch das Öffnungsverhältnis nicht ganz auf das Doppelte steigt. Die Belichtungszeit ist also etwas kleiner als das Vierfache für die Hälfte.



Aus diesen Eigenschaften erklärt sich die große Begeisterung, mit der das symmetrische Doppelobjektiv, das wir im wesentlichen A. Steinheil in München verdanken, in der zweiten Hälfte der sechziger Jahre des vorigen Jahrhunderts von den Photographen aufgenommen wurde. Daß der Steinheilsche Aplanat noch heute unter den buntesten Bezeichnungen sehr beliebt ist, verdankt er seiner verhältnismäßig großen Leistungsfähigkeit. Es wäre überhaupt sehr gut, wenn wir uns heutzutage von Zeit zu Zeit daran erinnerten, daß auch von der Einführung der Anastigmaten gute Aufnahmen gemacht wurden, und daß auch die Reproduktionsanstalten in den achtziger Jahren des vorigen Jahrhunderts mit den alten Weitwinkeln Vorzügliches leisteten.

Viele  
Bezeichnungen  
für den  
Steinheil-  
schen  
Aplanaten

Der Aplanat (Fig. 33) besteht aus zwei gleichen Hälften, die symmetrisch zur Blende stehen, und von denen jede aus einem sammelnden Meniskus, der der Blende zugewandt ist, und einem zerstreuen, der nach außen steht, zusammengesetzt ist. Man stellt ihn in allen möglichen Abstufungen nach dem Öffnungsverhältnisse, den sogenannten Serien her. Im wesentlichen kann man vier Arten unterscheiden, die sich als besonders praktisch erwiesen haben.

Arten des  
Aplanaten

Mit der lichtstärksten Serie, die man ausschließlich noch für Porträtaufnahmen benutzt, geht man zweckmäßig nicht über das Öffnungsverhältnis  $f : 4,5$  hinaus. Die Hälften stehen weit auseinander, und infolgedessen vignettiert das Objektiv nicht unerheblich. Es folgt der Gruppenaplanat mit der relativen Öffnung  $f : 6,3$ , dessen Teile näher aneinander gerückt sind, so daß sich der axiale Querschnitt des Aplanaten um so mehr einem Quadrate nähert, je kleiner das Öffnungsverhältnis ist. Diese Serie wird in photographischen Ateliers vielfach für Gruppenaufnahmen gebraucht, bei denen sowieso abgeblendet werden muß, damit sich die notwendige Tiefe ergibt. Für Amateure wird der Aplanat in der Lichtstärke  $f : 8$  bis  $f : 9$  als billiges Handkameraobjektiv gebaut und sehr oft gebraucht. Ob es freilich für einen Anfänger zweckmäßig ist, bei seinen ersten photographischen Aufnahmen, die

Porträt-  
aplanat

Gruppen-  
aplanat

Hand-  
kamera-  
aplanat

in der Regel mit einer Handkamera gemacht werden, ein Objektiv ohne anastigmatische Bildebnung zu verwenden, soll dahingestellt bleiben; schneller und sicherer eignet er sich jedenfalls die Technik der Aufnahme an, wenn er mit einem modernen Objektiv beginnt. Im übrigen ist zu beachten, daß die Bezeichnung „Anastigmat“ eines photographischen Objectives noch keine Gewähr dafür bietet, daß dieses auch wirklich anastigmatische Bildebnung besitzt, da sie leider häufig genug auch auf Astigmaten angewendet wird.

Weit-  
winkel-  
aplanat

Für Weitwinkelaufnahmen dient die lichtschwächste Aplanatserie mit einem Öffnungsverhältnis von  $f:18$ , die jedoch durch die modernen anastigmatischen Weitwinkel vollkommen verdrängt ist.

Glassorten

Seine sämtlichen Aplanate stellte A. Steinheil aus Bleisilikatflintgläsern her, und zwar sowohl die Sammel-, wie die Zerstreuungslinsen. Er erreichte dadurch eine verhältnismäßig leidliche Korrektur des Astigmatismus. Je größer das Öffnungsverhältnis, um so sorgfältiger war die sphärische Korrektur auszuführen, während bei der lichtschwachen Serie die Ebnung des Bildfeldes in den Vordergrund trat. Es mußte also die Differenz der Brechungsquotienten und der Konstante  $\nu$  der beiden Einzelinsen um so größer werden, je feiner die Mittelschärfe werden sollte. Durch die Einführung der Jenaer Gläser erreichte man später, daß die immerhin etwas gelblichen Bleisilikatflinte durch farblose Krongläser ersetzt werden konnten, was der Helligkeit der Objektive zugute kam. Die Mittelschärfe der Aplanate ist gut und der der symmetrischen Anastigmaten gleicher Lichtstärke vollkommen ebenbürtig.

Leistungs-  
fähigkeit

Wollen wir die Leistungsfähigkeit der Aplanate richtig würdigen, so dürfen wir nicht vergessen, daß sich die praktische Komakorrektur lediglich auf die im meridionalen Schnitte verlaufenden Strahlen bezieht. Das ganze System ist also entsprechend der Konstruktion der Hälfte durchaus mit Astigmatismus und Bildfeldwölbung behaftet und damit astigmatisch. Wohl kann man durch Vergrößerung des Abstandes der beiden Objektivhälften die astigmatischen Bild-

flächen etwas strecken und damit der Mattscheibenebene nähern; dabei nimmt jedoch der Astigmatismus zu, so daß dieses früher in allen älteren Lehrbüchern der photographischen Optik ausführlich behandelte Verfahren für die Praxis doch nur von geringem Werte ist. Wenn man die in den Preisverzeichnissen für Aplanate angegebenen Formate wirklich gedeckt haben will, so muß man eben solange abblenden, bis der Rand die für den Zweck genügende Schärfe hat. Anders dürfen die Angaben über das Bildfeld der Astigmaten überhaupt nicht aufgefaßt werden. Findet man ab und zu die Behauptung, die alten Objektive hätten größere Tiefe als die neuen anastigmatischen, so ist dies selbstverständlich nach unseren früheren Betrachtungen unrichtig, dagegen doch wieder erklärlich, weil man früher ohne weiteres nach den kleinen Blenden griff, die die Tiefenerhöhung mit sich brachten, während man heutzutage die besonderen Eigenschaften des Anastigmaten bei möglichst großer Öffnung auszunutzen sucht.

#### 4. Das Periskop von A. Steinheil.

Schon vor der Konstruktion seines Aplanaten hatte A. Steinheil ein symmetrisches Objektiv auf den Markt gebracht, das unter dem Namen Periskop bekannt wurde. Es besteht, wie Fig. 34 zeigt, aus zwei gleichen Menisken, die zur Blende symmetrisch stehen. Es teilt also mit dem Aplanaten die Verzeichnungsfreiheit und die größere Lichtstärke gegenüber der Hälfte, ist aber weder sphärisch noch chromatisch korrigiert. Demnach hat es chemischen Fokus, und entsprechend muß der Kassettenträger nach der Einstellung, wie wir es vorher bei der Besprechung des einfachen Meniskus auseinandersetzen, dem Objektiv genähert werden.

Das Periskop findet, unter mannigfacher Bezeichnung, als billiges Handkameraobjektiv Verwendung, und zwar in der Regel mit fester Einstellung unter Berücksichtigung der Fokusdifferenz, so daß die Betrachtung auf der Mattscheibe fortfällt. Freilich

Nicht  
achro-  
matisches  
Doppel-  
objektiv

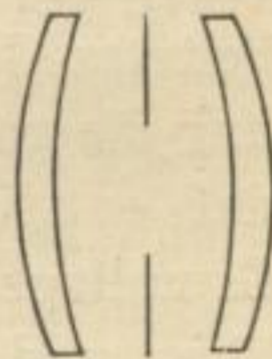


Fig. 34

ist es dabei auf etwa  $f:12$  abgeblendet, damit die Schärfe und Bildausdehnung, selbst bei den kurzen Brennweiten, einigermaßen ausreicht. Infolge der geringen Glasdicke tritt aber, wie wir später sehen werden, nur ein geringer Lichtverlust beim Durchgange des Lichtes ein, so daß man noch auf hinreichend exponierte Bilder bei guter Beleuchtung rechnen kann. In einzelnen Fällen verwendet man große Brennweiten dieses Objectives zu künstlerischen Aufnahmen, die durch Flächen und Weichheit wirken sollen.

Hier sei nur kurz auf die Aplanatsätze von A. Steinheil hingedeutet; ausführlich werden wir auf die Bildung von Objectivsätzen bei der Besprechung der ersten Anastigmaten zurückkommen.

### 5. Das Porträtobjektiv von J. Petzval.

Große  
Helligkeit

Eine der ausgezeichnetsten Leistungen auf dem Gebiete photographischer Optik ist die Konstruktion und Herausgabe des bekannten Porträtobjectives von J. Petzval im Jahre 1840. War bis dahin eine photographische Aufnahme infolge der Lichtschwäche der Objective nur ausnahmsweise möglich, so wurden nun mit einmal infolge des großen Öffnungsverhältnisses  $f:3,2$  der photographischen Kunst alle Tore geöffnet. Den außerordentlichen Fortschritt, den die Einführung dieses neuen Instrumentes mit sich brachte, müssen wir um so höher einschätzen, wenn wir bedenken, daß Petzval ein völlig unbearbeitetes Gebiet vorfand, an dessen Erschließung sich bis dahin nur die gröbste Empirie gewagt hatte. Ausschließlich dadurch, daß er seine Konstruktionen auf die breiteste mathematische Grundlage stellte, vermochte er eine so schwierige Aufgabe zu lösen, und zwar in einer Weise, die noch heute, nach 70 Jahren, unsere Bewunderung erregen muß.

Un-  
symmetrie

Das Petzvalsche Porträtobjektiv (Fig. 35) besteht aus vier Linsen, die in zwei Gruppen zusammengestellt sind. Die vordere enthält ein verkittetes Linsenpaar mit der Reihenfolge Kron-Flint, während die zweite zwei getrennt stehende Linsen in der umgekehrten Reihenfolge Flint-Kron zeigt. Um eine bessere

sphärische Korrektur zu erreichen, stellt man das Objektiv nach dem Vorgange J. H. Dallmeyers im Jahre 1866 mit der Reihenfolge Kron-Flint in der hinteren Gruppe, jedoch gleichfalls mit getrennt stehenden Linsen her. In beiden Fällen ist es vollkommen unsymmetrisch.

Charakteristisch ist der sehr lange Bau des Objektivs, der hierin nur noch durch den des ähnlich konstruierten Objektivs  $f:2,3$  von H. Zincke gen.

Sommer übertroffen wird. Dadurch wurden die astigmati-

schen Bildflächen etwas gestreckt, so daß eine für Porträtzwecke einigermaßen genügende Ausdehnung des scharfen Bildfeldes erreicht wurde.

Die Schärfe und Brillanz des Bildes auf der Achse und in deren nächster Umgebung ist dank der ausgezeichneten sphärischen Korrektur und Beseitigung der Koma sehr gut; dasselbe gilt von der Aufhebung der Verzeichnung und der chromatischen Abweichungen für Lage und Ort des Bildes. Soweit es bei dem verschieden großen Öffnungsverhältnis mit den Porträtaplanaten verglichen werden kann, übertrifft das Petzval-Objektiv diese an Mittelschärfe und steht darin bereits den modernen lichtstarken Anastigmaten nahe. Leider ist es für gewöhnliche Aufnahmen, abgesehen von der geringen Bildfeldausdehnung, aus mehreren Gründen nicht geeignet. Zunächst wegen seiner Unhandlichkeit; dann wegen des starken Vignettierens, das die notwendige Folge des großen Linsenabstandes ist. Trotzdem ist das Objektiv, das in verschiedenen Öffnungen zwischen  $f:3$  und  $f:5$  ausgeführt wird, wegen seiner großen Lichtstärke in den meisten Ateliers zu treffen. Außerdem aber ist es ein ausgezeichnetes Projektionsobjektiv, zumal bei ausgedehnten Lichtquellen, und eignet sich auch sehr gut für kinematographische Aufnahmen. Eigentümlich ist die geringe Zunahme des brauchbaren Bildfeldes bei Abblendung; diese dient hier fast nur zur Erhöhung der Tiefe.

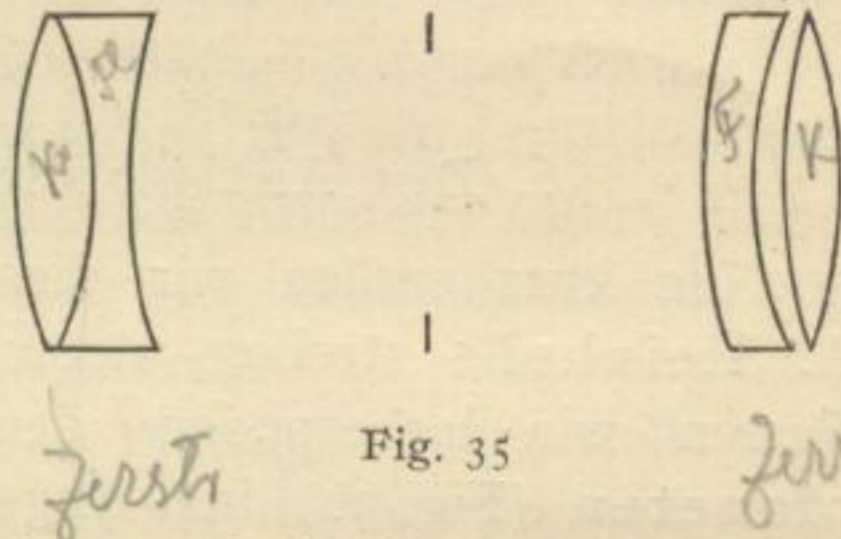


Fig. 35

Korrektionszustand

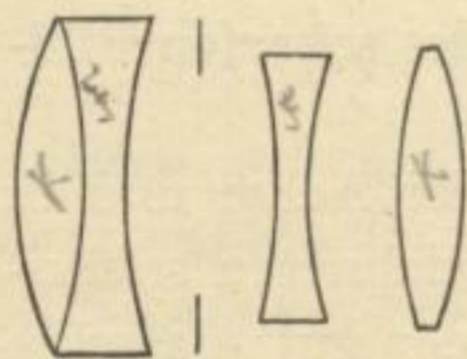
Verwendung für Projektion

Es soll nicht unterlassen werden, darauf hinzuweisen, daß gerade das Petzval-Objektiv einer sehr guten Ausführung bedarf, wenn es wirklich seine ganze Leistungsfähigkeit zeigen soll. Leider kann man dies von den meisten sogenannten Projektionsobjektiven nicht sagen, die nach dem Petzvalschen Typus gebaut sind.

### 6. Der Antiplanet von A. Steinheil.

Anti-  
planet-  
gedanke

Nur kurz wollen wir diese sehr interessante Schöpfung A. Steinheils streifen, deren Grundgedanke eigenartig ist. Fassen wir insbesondere den lichtstarken Porträt-Antiplaneten (Fig. 36) ins Auge, der im Jahre 1881 heraus-



*Steinheil* Fig. 36

gegeben wurde und eine relative Öffnung von etwa  $f:4$  besitzt, so finden wir in der aus einem verkitteten Linsenpaare Kron-Flint bestehenden Vordergruppe eine starke Anhäufung der optischen Fehler, die durch die in den beiden folgenden, getrennt stehenden Linsen Flint und Kron auftretenden Fehler entgegengesetzten Vorzeichens aufgehoben

werden. So wurde es möglich, die Leistung des Objektivs innerhalb eines gewissen Gebietes zu steigern, freilich unter Verzicht auf die Möglichkeit, durch Abblendung die Bildausdehnung erhöhen zu können.

Neben dem Porträtobjektive ist noch gelegentlich der lichtschwächere Gruppenantiplanet mit der relativen Öffnung von etwa  $f:6$  in Gebrauch, der aus zwei Paaren verkitteter Linsen besteht, deren letzte ungewöhnlich dick ist. Auch er beruht auf dem Grundgedanken der Anhäufung entgegengesetzter Aberrationen in den beiden Hälften und ist dementsprechend ebenfalls unsymmetrisch. Wenngleich auch der Antiplanettypus eine bessere Korrektion des Astigmatismus und der Bildfeldwölbung gegenüber den älteren Astigmaten gestattete, so konnte er sich doch keinesfalls neben den anastigmatischen Objektiven behaupten, deren Konstruktion ihren Ausgangspunkt in den Ergebnissen des Jenaer Glaswerkes nahm.

## II. Anastigmaten.

Die eben betrachtete große Gruppe photographischer Objektive besitzt als augenfälliges Merkmal eine derartige Lage der astigmatischen Bildflächen, daß man von einer praktisch scharfen Abbildung nur für eine sehr mäßige Neigung der Hauptstrahlen gegen die Achse sprechen kann. Wie wir im besonderen bei der Betrachtung der Steinheilschen Aplanate sahen, hängt die Größe des Astigmatismus und der Bildfeldwölbung von einer besonderen Auswahl der Glasarten ab, aus denen die miteinander verkitteten Kron- und Flintlinsen hergestellt sind. Während nämlich die beiden Fehler für die lichtstarken Aplanate sehr groß sind, konnten sie bei dem weitwinkligen Aplanaten beträchtlich herabgesetzt werden. In der Tat liegt hier ein allgemeines Gesetz zugrunde. Es ist nämlich die Größe des Astigmatismus abhängig von der Differenz der Brechungsquotienten des Kron- und Flintglases, die sich in den miteinander verkitteten Flächen berühren. Während diese Differenz bei den lichtstärksten Aplanaten bis auf etwa 0,8 steigen muß, damit die sphärische Korrektur für das große Öffnungsverhältnis erfolgreich durchgeführt werden kann, sinkt sie für den Weitwinkel bis auf 0,35, bei dem es lediglich auf Korrektur des Astigmatismus ankommt, und die geringe Lichtstärke große Zonen in der sphärischen Aberration zuläßt.

Abhängigkeit des Astigmatismus

Es ist also nicht möglich, mit der Aplanathälfte, d. h. einem sphärisch korrigierten, achromatischen Objektiv, bei dem die Sammellinse weniger bricht und zerstreut als die Zerstreuungslinse, eine anastigmatische Korrektur zu erreichen. Diese normalen Glaspaaire waren die einzigen, die bis zur Eröffnung des Jenaer Glaswerkes den Optikern zur Verfügung standen. Gelingt es aber, die Differenz der Brechungsquotienten des Kron- und Flintglases in das Negative überzuführen, die Sammellinse also aus einem höher brechenden Glase als die Zerstreuungslinse herzustellen, ohne die Achromasie aufzuheben, so mußte es möglich sein, die astigmatischen Bildflächen zur Durchschneidung zu bringen und sie beliebig in die entgegengesetzte Lage überzuführen.

Normales Glaspaar

Anomales  
Glaspaar

Derartige Glaspaare nun wirklich hergestellt zu haben, ist das große Verdienst Abbes und Schotts. Nach dem Vorhergesagten muß das Kronglas einen größeren Brechungsquotienten, aber eine kleinere Farbenzerstreuung als das Flintglas haben. Ein derartiges Glaspaar nennt man *anomal* und die daraus hergestellte achromatische Linse *Neuachromat*, im Gegensatze zu dem *Altachromaten*, Bezeichnungen, die von O. Lummer in sehr treffender Weise gewählt wurden. Das typische anomale Glaspaar bilden das schwerste Barytkron:  $n_D = 1,61$ ,  $\nu = 57$ , und das Kron mit hoher Dispersion:  $n_D = 1,52$ ,  $\nu = 52$ , während ein von den gewöhnlichen Fernrohrobjektiven her bekanntes normales Glaspaar aus dem Hartkron:  $n_D = 1,517$ ,  $\nu = 60$ , und dem schweren Flint:  $n_D = 1,621$ ,  $\nu = 36$  besteht. Übrigens sehen wir aus diesen Zahlen, daß die frühere Bezeichnung: Kron- und Flintglas schlechthin für das Material der Sammel- und Zerstreulinse in einem Altachromaten nicht mehr haltbar ist. Vielmehr muß man jetzt mit Kron stets das Glas benennen, dessen optische Konstante  $\nu$  kleiner als die des zugehörigen, mit Flint zu bezeichnenden Glases ist.

Alt- und  
Neu-  
achromatSam-  
melnde  
Kittfläche

Entsprechend der Verwendung eines anomalen Glaspaares in einem Neuachromaten ist die Kittfläche eine sammelnde. Es kann daher diese Form des Achromaten im Gegensatze zu dem Altachromaten nicht mehr sphärisch korrigiert werden, während umgekehrt dieser eine astigmatische Korrektur nicht erlaubt, die bei dem Neuachromaten erreicht werden kann.

### 1. Die Protare von P. Rudolph.

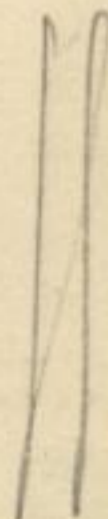
Anastig-  
mate

Das Verdienst P. Rudolphs in Jena besteht darin, zuerst gezeigt zu haben, daß durch die Zusammensetzung eines Objektives aus einem Alt- und einem Neuachromaten sowohl die sphärische, wie die astigmatische Abweichung beseitigt werden kann. Bei entsprechendem Abstände der beiden Linsengruppen ist es deshalb möglich, den anastigmatischen Punkt in die Mattscheibenebene zu legen und so auch die Bildfeldwölbung zu beseitigen. Derartige Objektive, die im übrigen den gleichen

! |  
22  
hoyl over  
von vop  
an Radm  
et.



Korrektionszustand wie die Astigmaten aufweisen, nennen wir Anastigmaten. Erinnern wir uns daran, daß die Kittfläche bei einem Achromaten zerstreut, bei einem Neuachromaten sammelnd wirkt, so können wir auch die Möglichkeit einer anastigmatischen Bildfeldebahnung eines sphärisch korrigierten Objectives feststellen, wenn eine Gegensätzlichkeit in der Abstufung der Brechungsquotienten oder in der Wirkung der die brechenden Medien trennenden Kittflächen besteht. Wird der Rudolphsche Satz in dieser Form ausgesprochen, so umfaßt er auch den einen, für die Praxis allerdings kaum in Betracht kommenden Fall, daß nämlich die eine Anastigmatenhälfte zerstreutend wirkt. Dann kann dieser Achromat allerdings auch aus einem normalen Glaspaaire hergestellt sein, so daß die anastigmatische Bildfeldebahnung auch mit zwei Achromaten zu erreichen ist. Doch ist diese Abart in keinem der jetzt gebräuchlichen Objective vorhanden.

Gegen-  
sätzlichkeit

Die erste Frucht der Rudolphschen Arbeiten waren die von der optischen Werkstätte Carl Zeiß in Jena vom Jahre 1890 an ausgeführten Protare. Es sind unsymmetrische Doublets, d. h. aus zwei Gruppen verkitteter Linsen bestehende Objective mit Mittelblende. Je nach dem Zwecke, den das Protar erfüllen soll, enthalten die Gruppen zwei oder drei Einzellinsen. Gegenwärtig werden noch zwei Serien der Protare angefertigt, nämlich die Serien IIIa und V. Sie zeigen (Fig. 37) die typische Form der beiden widerstreitenden Achromate: die erste Gruppe besteht aus einem normalen Glaspaaire und hat die Form einer Aplanathälfte, während die hintere Hälfte von dem Neuachromaten gebildet wird; die vierte Linse besteht aus dem für die Technik der Anastigmaten wichtigen schwersten Barytkron.

Protare

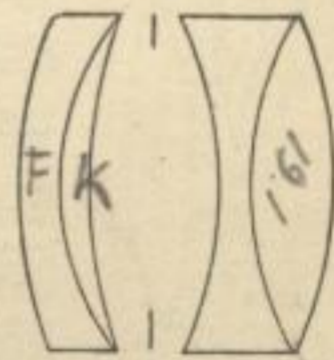


Fig. 37

*Sammelnd*  
Zerst  
Sammelnd gegen Lin  
machen, gegen Blau  
hohl

Die Serie V mit dem Öffnungsverhältnis  $f:18$  ist der bekannte Weitwinkel, der nur für besondere Fälle von Spezialobjectiven in bezug auf Bildfeldausdehnung übertroffen wird. Auch für gewisse Arten von Reproduktionen eignet sich dieses Objectiv in bekannter Weise. Da man wohl immer das

große Bildfeld dieses Objektives auszunutzen bestrebt ist, gebraucht man es in Brennweiten, die im Verhältnis zum Plattenformate klein sind. Für künstlerische Aufnahmen verwendet man es wegen seiner geringen Lichtstärke nicht. Ein größeres Öffnungsverhältnis, nämlich  $f:9$ , besitzt die Protarserie IIIa, die zwar in ihrer Bedeutung für die allgemeine Photographie überholt ist, trotzdem aber mit Nutzen dort angewendet wird, wo es sich um Aufnahmen handelt, die sowieso mit abgeblendeten Objektiven gemacht werden. Hierher rechnen vor allem Stereo- und Architekturaufnahmen. Die größeren Brennweiten dienen für Reproduktionen.

## 2. Der Protarsatz von P. Rudolph.

Anastigmatische Satzlinse mit Vorderblende

Der Satz von der gegensätzlichen Abstufung der Brechungsquotienten konnte jedoch noch auf die andere Form eines photographischen Objektives übertragen werden, nämlich auf das Einzelobjektiv mit Vorderblende. Stellt man sich die Aufgabe, ein derartiges, sphärisch korrigiertes System von Astigmatismus und Bildfeldwölbung zu befreien, so kann man dies schon durch



Fig. 38

Dreiteilige Satzlinse

die Kombination von drei Linsen erreichen, die in gewissen Beziehungen zu den Teilen der anastigmatischen Doublets, nämlich dem Alt- und Neuachromaten, stehen müssen. Man ersetzt zu diesem Zwecke (Fig. 38) die Flintlinse der Steinheilschen Aplanathälfte durch einen Neuachromaten, dessen vordere zerstreuernde Linse dann mit der an der Blende stehenden meniskenförmigen Sammellinse einen Altachromaten bildet. Demnach muß der Brechungsquotient der drei Linsen, wenn wir von einer zur anderen in der Richtung des einfallenden Lichtes fortschreiten, wachsen, und zwar ist die erste meniskenförmige aus einem Silikatglase mit niedriger Brechung und Farbenzerstreuung, die mittlere bikonkave aus einem Leichtflint mittlerer Brechung, aber einer Farbenzerstreuung, die die der beiden anderen Linsen übertrifft, hergestellt, während die äußere bikonvexe Linse aus schwerstem Barytkron mit

*Forstmann,  
März 1881  
Sammellinse  
erhalten  
Astigm*

möglichst hoher Brechung, aber kleiner Farbenzerstreuung besteht.

Dieses anastigmatisch korrigierte Objektiv mit Vorderblende wurde bald nach der Herausgabe der Rudolphschen Doublets bekannt gemacht, und zwar von zwei Seiten. Während aber die Bemühungen P. Rudolphs dahin gegangen waren, die Leistungsfähigkeit dieses Dreilinsenobjektives selbst möglichst zu steigern und es als Grundlage für seinen Anastigmatsatz zu verwenden, war es von E. von Höegh als Hälfte eines anastigmatischen, symmetrischen Doppelobjektives verwandt worden, um dem Ganzen einen guten Korrektionszustand geben zu können. Wir gehen später auf die E. von Höeghsche Konstruktion, die als Doppelanastigmat bekannt geworden ist, bei der Untersuchung der symmetrischen Anastigmaten ein und beschäftigen uns noch zunächst mit der Rudolphschen Einzel-

Doppelanastigmat

Diese konnte 1895 dadurch wesentlich verbessert werden, daß ihre relative Öffnung auf  $f:12,5$  gebracht, und gleichzeitig die sphärische und astigmatische Korrektion vervollkommenet wurde. Dies ist die Satzlinse Serie VII der Protare, bei der infolge der Erhöhung der Linsenzahl auf vier die beiden Formen des Achromaten deutlich zutage treten. Die beiden ersten Linsen (Fig. 39), nämlich die bikonkave und bikonvexe, bilden den Neuachromaten, die beiden letzten, der Form der Steinheilschen Aplanathälfte entsprechend, den Altchromaten.

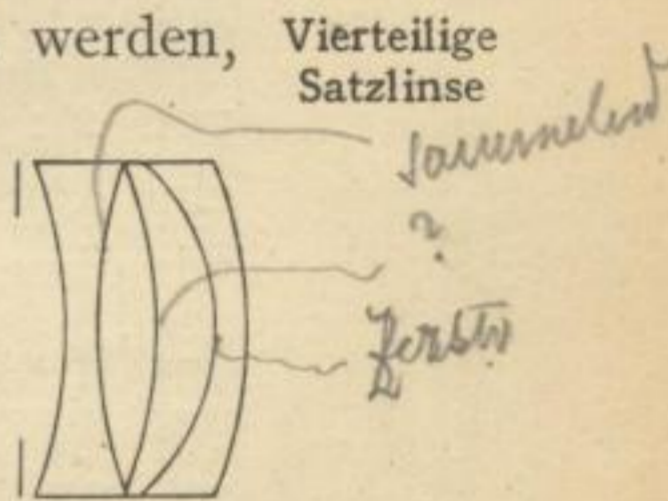


Fig. 39

Dieses Einzelobjektiv liegt dem Protarsatze zugrunde. Man bezeichnet mit Satz eine beliebige Anzahl für sich korrigierter Objektiv mit Vorderblende, die einander ähnlich, d. h. deren Konstanten (Radien und Dicken) durch proportionale Änderung auseinander herzuleiten sind. Zweckmäßig lassen sich sämtliche Hälften in die beiden Enden eines Rohrstückes einschrauben, so daß man sie einzeln und in der Kombination zu zweien gebrauchen kann. Der einfachste Satz besteht demnach aus zwei Hälften verschiedener Brennweiten, so daß man im

Linsensatz

ganzen über drei Brennweiten verfügt, entsprechend bei einem Satze aus drei Hälften über sechs Brennweiten usf. Wie wir früher sahen, bringt eine derartige Kombination gleicher oder ähnlicher Hälften den Fortfall der Verzeichnung, der Koma und der chromatischen Vergrößerungsdifferenz ohne weiteres mit sich. Ist also die Hälfte für sich so gut korrigiert, wie es möglich ist, so muß das Doppelobjektiv gleichfalls gut korrigiert sein und noch den Vorteil des weit größeren Öffnungsverhältnisses haben. Die Möglichkeit, von einem Punkte aus einen beliebigen Gegenstand in verschiedenen Größen aufnehmen zu können, bietet so große Vorzüge, daß die weit zurückreichenden Bemühungen der Optiker um den Ausbau des Satzobjektives begreiflich erscheinen.

Doppel-  
protar

Entsprechend dem Öffnungsverhältnis  $f:12,5$  der Satzlinse Serie VII haben die aus zwei gleichen Linsen zusammengesetzten Doppelobjektive Serie VII a die Lichtstärke  $f:6,3$ . Deshalb empfiehlt es sich, nicht über ein Brennweitenverhältnis der Hälften von  $2:3$  hinauszugehen. Diesem Grenzfall entspricht dann eine Äquivalentbrennweite des Doppelobjektives von  $1,33$ , wenn wir diesen Maßstab beibehalten, und die Lichtstärke  $f:7,7$ . Dies schließt natürlich nicht aus, daß der ganze Satz auch kürzere und längere Brennweiten enthält; jedoch sollen die Linsen nur so kombiniert werden, daß jenes Brennweitenverhältnis nicht überschritten wird. Zu beachten ist, daß die Linse mit längerer Brennweite stets vor der mit kürzerer — in der Richtung des einfallenden Lichtes — stehen soll. Daß man die Hälften niemals vorn in das Körperrohr einschraubt, so daß die konvexe Außenfläche nach vorn und die Blende hinter die Linse zu stehen käme, ist selbstverständlich, da diese für den umgekehrten Strahlengang korrigiert ist. Aus demselben Grunde muß ja auch die Vorderlinse eines Doppelobjektives ihre gewölbte Außenfläche dem einfallenden Lichte zukehren, denn nach dem Satze der Umkehrbarkeit bleibt der Korrektionszustand wegen des annähernd parallelen Strahlenganges zwischen den Linsen erhalten.

Blenden-  
teilung

Wie bereits früher erwähnt wurde, führte P. Rudolph an seinem Satzobjektive eine Teilung der die Blendenöffnung an-

gebenden Skala nach Millimetern ein. Dadurch wurde es möglich, mit einer einzigen Teilung auszukommen; allerdings muß bei der Einstellung auf ein bestimmtes Öffnungsverhältnis eine Tabelle zu Rate gezogen werden, aus der der Zusammenhang zwischen Öffnungsverhältnis und Blendendurchmesser zu ersehen ist. Für Sätze, die nur aus drei Hälften bestehen, empfiehlt es sich, die sechs Blendenteilungen auf das Körperrohr neben dem mit sechs Marken zu versehenen Drehring der Irisblende in der bekannten Art gravieren zu lassen; bei einer größeren Anzahl von Einzellinsen würde, selbst unter Zuhilfenahme von Überschiebrohren die Übersichtlichkeit außerordentlich leiden.

Infolge der guten Korrektur der Rudolphschen Satzlinse auf Koma und chromatische Vergrößerungsdifferenz bei verhältnismäßig großer Helligkeit ist sie bisher noch von keinem anderen, dem gleichen Zwecke dienenden Objektiv an Leistungsfähigkeit erreicht worden. Am nächsten kommen ihr die dreifach verkitteten Hälften der Objektive vom Doppelanastigmat- und Orthostigmat-Kollineartypus; in der Kombination leisten diese natürlich viel Besseres als die Hälfte selbst. Eine große Anzahl von symmetrischen Objektiven läßt sich aber keinesfalls durch Benutzung ihrer Hälften zu Satzobjektiven umformen. Dies ist z. B. bei allen Doppelobjektiven der Fall, deren Hälfte aus zwei getrennt stehenden Linsen zusammengesetzt ist. Solange nicht die Hälfte auch auf Koma und chromatische Vergrößerung leidlich korrigiert ist, sollte sie auf keinen Fall als Satzlinse empfohlen werden, da man zu stark abblenden muß, um ein nur mäßig brauchbares Bild zu erhalten. Das schließt natürlich nicht aus, daß die vollkommen oder annähernd symmetrischen Doppelobjektive, die aus solchen Hälften aufgebaut sind, entsprechend unseren früheren Betrachtungen, Gutes leisten.

Die Hälften der Doppelobjektive als Satzlinse

### 3. Die symmetrischen Objektive, deren Hälften aus miteinander verkitteten Linsen bestehen.

Wie wir bereits erwähnten, waren die Bemühungen E. von Höeghs auf Steigerung der Leistungsfähigkeit des symme-

Doppelanastigmat

trischen Doppelobjektivs gerichtet. So entstand sein Doppelanastigmat, der in der optischen Anstalt von C. P. Goerz A.-G. in Friedenau ausgeführt wird und bereits bei seinem Erscheinen einen sehr guten Korrektionszustand besaß. Sein Aufbau (Fig. 40) entspricht dem eines symmetrischen Objektives,

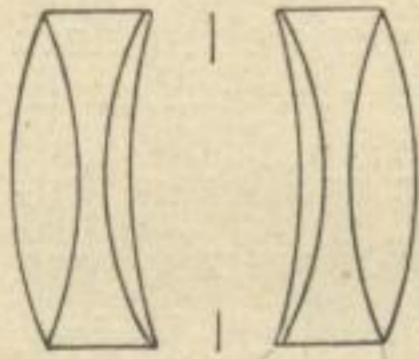


Fig. 40

das aus zwei gleichen Rudolphschen Anastigmatlinsen der ersten Art (Fig. 38) zusammengesetzt ist. Nur ist entsprechend der Absicht seines Erfinders sein Korrektionszustand besser als der dieses Objektives, wenn auch die Hälfte möglichst gut korrigiert ist. Dafür stellt wieder die Doppelanastigmatenhälfte noch nicht die am besten korrigierte Einzellinse dar. Das Öffnungs-

verhältnis ist für kleinere Brennweiten  $f:6,8$ , für größere geringer; wir sahen, daß dies seine Ursache in der notwendig werdenden Herabsetzung der Zwischenfehler bei proportionaler Vergrößerung der Objektivkonstanten für größere Brennweiten hat.

Anordnung der Kittflächen

Charakteristisch ist für den E. von Höeghschen Doppelanastigmaten die Anordnung der Kittflächen. Es ist nämlich die der Blende zunächst stehende, zerstreuerd wirkende Kittfläche gegen diese hohl, und umgekehrt die folgende oder im

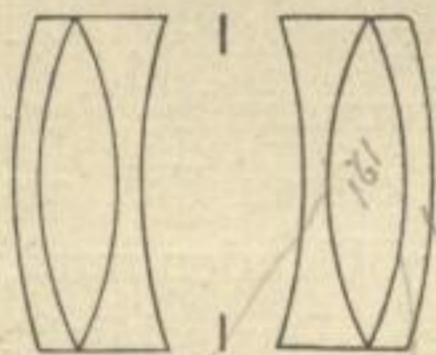


Fig. 41

Zweite Form des Doppelanastigmaten

Vordergliede vorhergehende sammelnde Kittfläche gegen die Blende erhaben. Dadurch wurde es möglich, die sphärische und astigmatische Korrektion sehr vorteilhaft auszuführen. Es gibt jedoch noch eine zweite Anordnung der drei Linsen, bei der die Kittflächen die gleiche Krümmung haben, und wie sie in Fig. 41 dargestellt ist. Hier

ist die Reihenfolge der beiden Kittflächen vertauscht, da die bikonvexe Linse aus schwerstem Barytkrone in der Mitte steht. Auch dieses Objektiv ist von E. von Höegh als zweite Form seines Doppelanastigmaten angegeben; seit einer Reihe von Jahren wird es von Watson in London unter dem Namen Convertible Lens in den Handel gebracht. Seiner Form entspricht auch die Zeißsche Satzlinse Serie IV.

Zerstreuung  
Sammelnd

Sammelnd

2. Zerstreuung

Auf die Ausbildung dieser, sowie der weiterhin zu besprechenden Typen in verschiedenen Serien, die dem Öffnungsverhältnis entsprechend abgestuft sind, näher einzugehen, würde hier zu weit führen; genaue Auskunft hierüber, sowie über die Leistungen der einzelnen Objektive geben die Preisverzeichnisse der optischen Werkstätten.

Einige Jahre nach dem Erscheinen des Doppelanastigmaten wurde von den optischen Anstalten Voigtländer & Sohn in Braunschweig und Steinheil in München ein Typus herausgebracht, der zu gleicher Zeit von H. Scheffler und R. Steinheil gefunden worden war. Die hintere Hälfte dieses symmetrischen Objektives (Fig. 42) besteht aus einer bikonkaven Linse mittlerer Brechung, aber größerer Farbenzerstreuung, an die sich ein sammelnder Meniskus mit kleinerer Brechung und Farbenzerstreuung anschließt; den Schluß bildet die bikonvexe Linse aus schwerstem Barytkron. Die anastigmatische Bildebnung ist auch hier durch die konvexe Wölbung der sammelnden Kittfläche gegenüber der Blende ermöglicht. Gibt man dem Meniskus eine etwas größere Mitteldicke, so läßt sich der Korrektionszustand sehr befriedigend gestalten, so daß sich auch die Hälfte als Einzelobjektiv bei einiger Abblendung verwenden läßt. Dieser Typus wird in mehreren Serien von Steinheil unter dem Namen Orthostigmat, von Voigtländer & Sohn unter dem Namen Kollinear hergestellt. Eine besondere Gestaltung haben wir später noch kurz zu erwähnen, wenn wir die Objektive mit vermindertem sekundärem Spektrum besprechen.

Aus diesen symmetrischen Objektiven mit dreiteiligen Hälften ist eine Anzahl achtlinsiger Systeme hergeleitet worden, von denen das Rietzschelesche Linear erwähnt werden möge. Auf die vierteilige Satzlinse von P. Rudolph wurde oben bereits ausführlich eingegangen. Alle diese Objektive sind aus dem Alt- und Neuachromat aufgebaut und unterscheiden sich nur durch die Anordnung der zerstreuen und sammelnden Kittflächen.

Ortho-  
stigmat-  
Kollinear

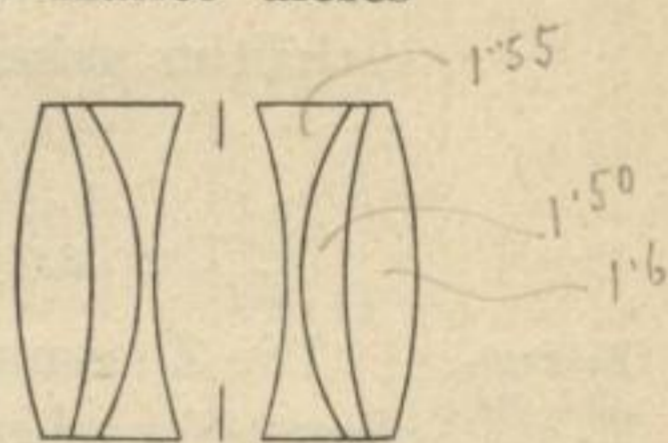


Fig. 42

*Zerstreuung erh.*  
*Sammelnt erh.*

Acht-  
linsige  
Doppel-  
objektive

Praktisch sind sie den sechslinsigen vorher besprochenen symmetrischen Anastigmaten nicht überlegen, dagegen wächst mit der Anzahl der verkitteten Linsen die Schwierigkeit der Zentrierung, d. h. der genauen Lagerung aller Krümmungsmittelpunkte auf der Achse des Fassungsrohres. Aus diesem Grunde ist man auch von der Herstellung zehnlinsiger symmetrischer Anastigmaten wieder abgekommen, zumal sich die Absorption dann zu sehr bemerkbar macht. Sobald es sich also nicht um die einzelne Satzlinse, sondern um das ganze symmetrische Doppelobjektiv handelt, bietet eine Steigerung der Linsenanzahl über sechs hinaus keine Vorteile. Wie weit man bei ihnen mit dem Öffnungsverhältnis gehen soll, werden wir noch sehen.

#### 4. Der anastigmatische Meniskus E. v. Höeghs.

Petzval-  
sche Be-  
dingung

Die Zusammensetzung eines Objektives aus einem Alt- und einem Neuachromaten stellt einen besonderen Fall dar, in dem anastigmatische Bildfeldebnung erzielt werden kann. Sie ist der Ausfluß eines allgemeinen Satzes, der von Petzval im Jahre 1843 veröffentlicht wurde und nach dem anastigmatische Bild-

ebnung vorhanden ist, wenn die Summe  $\frac{1}{f_1 n_1} + \frac{1}{f_2 n_2} + \dots = 0$

ist, wo  $f_1, f_2, \dots$  die Brennweiten der Einzellinsen des Objektives unter Vernachlässigung der Linsendicken,  $n_1, n_2, \dots$  die zugehörigen Brechungsquotienten sind. Es muß also  $f_1$  aus

der Gleichung  $\frac{1}{f_1} = (n_1 - 1) \left( \frac{1}{r_1} - \frac{1}{r_2} \right)$  berechnet werden, entsprechend die anderen Werte für alle Linsen; diese Werte  $f$ ,

Pseudo-  
brenn-  
weiten

die man deshalb auch Pseudobrennweiten nennt, sind also von den wirklichen Brennweiten verschieden. Bemerkenswert ist, daß dieses Petzvalsche Gesetz für beliebig dicke Linsengruppen gilt. Weil dies aber, sogar von Petzval selbst übersehen wurde, glaubte man während eines halben Jahrhunderts, daß man tatsächlich nur durch Einführung hochbrechender Krongläser zu einer anastigmatischen Ebnung kommen könne, eine Möglichkeit, die sich mittels einfacher Rechnung aus dem Petzvalschen

ausführen

2  
f<sub>1</sub>

2  
f<sub>1</sub>

5



Gesetze herleiten läßt, und die durch die Konstruktion der ersten Anastigmaten nach der Herstellung des schweren Barytkrons in Jena bestätigt wurde. Führt man aber Linsen endlicher Dicke ein, so kommt man auf Krümmungen der brechenden Flächen, die einen Aufbau des Anastigmaten auch aus alten Gläsern ermöglichen und ganz neue Formen mit sich bringen.

Den einfachsten Fall bietet der von E. von Höegh aufgefundene anastigmatische Meniskus (Fig. 43), der als symmetrisches Objektiv in dem von Goerz ausgeführten Hypergon - Doppelanastigmaten verkörpert ist. Entsprechend der Petzvalschen Bedingung müssen die beiden Flächen des Meniskus gleich und nach derselben Seite gekrümmt sein. Dies führt freilich bei unendlich kleiner Dicke auf eine unendlich große Brennweite; bei zunehmender Dicke aber wird die Brennweite endlich positiv. Die anastigmatische Ebnung für den Meniskus und das Doppelobjektiv ist sehr gut; je nach der Anordnung des anastigmatischen Punktes für einen bestimmten Bildwinkel erhält die Summe in der Petzvalschen Gleichung einen kleinen endlichen Wert.

Der Meniskus ist natürlich auf die anderen Aberrationen nicht korrigierbar. Will man dies herbeiführen, so muß man die Linse aus mehreren zusammensetzen, ohne aber eine Abweichung von der Petzvalschen Bedingung herbeizuführen. Dadurch kommt man auf alle Objektivformen, und somit konnte E. von Höegh im Jahre 1900 mit Recht seinen anastigmatischen Meniskus als die Urform aller Anastigmaten bezeichnen.<sup>1)</sup> Bedingung ist nur, daß die Ablenkung des Hauptstrahles (Fig. 44) an der inneren zerstreuen und der äußeren sammelnden Fläche beide Male in gleichem Sinne erfolgt, so daß die astigmatische Deformation des unendlich schmalen Büschels an der inneren durch die

<sup>1)</sup> Siehe Archiv für wissenschaftliche Photographie, II. Band, 1901, Seite 83, 134 und 167.

Anastigmatischer Meniskus

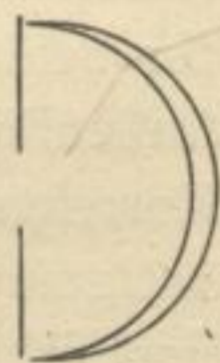


Fig. 43

Aberrationen des Meniskus

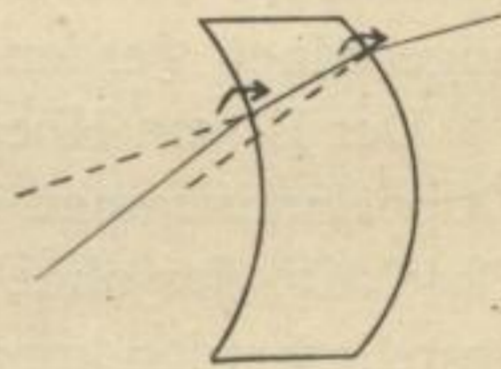
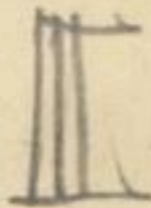


Fig. 44

Ablenkung des Hauptstrahles



*So etwas wie  
erwartete das  
vom Minimum  
der Aberr.*

2

entsprechende an der äußeren Fläche aufgehoben wird. Bei der Auswahl der Linsenkonstanten hat man dann die Petzvalsche Gleichung zu berücksichtigen, damit auch Ebenheit des Bildfeldes eintritt. Wie man also die Flächen anordnet, ist bedeutungslos, wofern nur jene Bedingungen erfüllt werden.

Zerteilung  
des  
Meniskus

*Aber Achrom!*

Führt man der Aplanathälfte entsprechend eine zerstreue Fläche in den Meniskus ein, so kann die sphärische Korrektur nur ermöglicht werden, wenn man von der Erfüllung der Petzvalschen Bedingung absieht, da sonst die zerstreue Wirkung der beiden ersten Flächen durch eine stärkere Krümmung der Außenfläche aufgehoben werden müßte, was mit der sphärischen Korrektur unvereinbar ist. Es muß also, um den auftretenden Astigmatismus wieder zu beseitigen, noch eine zweite Fläche eingeführt werden, die den Hauptstrahl ebenso wie die zerstreuen Flächen ablenkt, dabei aber sammelt. Dies ist nur dadurch zu erreichen, daß man eine sammelnde Kittfläche einschaltet, die gegen das einfallende Licht zu erhaben ist, also eine bikonvexe Linse begrenzt, deren Brechungsquotient hoch ist. Jetzt besteht das so gewonnene dreilinsige Objektiv tatsächlich aus einem Alt- und Neuachromaten nach der Bezeichnung von O. Lummer; es ist also der Rudolfsche Satz dahin zu ergänzen, daß die den Astigmatismus korrigierende sammelnde Kittfläche gegen das einfallende Licht zu erhaben angeordnet werden muß.

2.

Aufnahmen mit  
dem  
Hypergon

Der E. von Höeghsche Meniskus und mit ihm der Hypergon-Doppelanastigmat ist das erste symmetrische anastigmatische Objektiv, das ohne Verwendung von schwerem Barytkron hergestellt werden konnte. Um es praktisch auszunutzen, muß man stark abblenden, gleichzeitig aber auch den chemischen Fokus berücksichtigen, den man durch Wahl eines wenig zerstreuen Glases einzuschränken sucht. Es wird mit der Blende  $f:22$  scharf eingestellt und die Aufnahme mit  $f:31$  gemacht. Da sich bei der ungewöhnlichen Ausdehnung des Bildfeldes auf  $140^\circ$  das Vignettieren sehr stark bemerkbar macht, schaltet man während der Aufnahme vor das Objektiv die Stolzesche Sternblende (siehe S. 82) und versetzt sie durch eine pneumatische

Übertragung in Drehung. So ist es möglich, mit einer Brennweite von 20 cm eine Platte  $60 \times 70$  cm ohne merkbaren Lichtabfall randscharf auszuzeichnen.

Bemerkenswert ist, daß der E. von Höeghsche Doppelmeniskus einen Vorläufer aus dem Jahre 1865 hat, der auch heute noch benutzt wird. Dies ist das Pantoskop von E. Busch (Fig. 45), dessen Bildfeldebahnung einer anastigmatischen nahe kommt. Es ist ein symmetrisches Objektiv, das zwar aus alten Gläsern hergestellt ist, dabei aber bereits die sammelnde Kittfläche besitzt, die in diesem Falle gegen die Blende zu hohl sein muß. Die Reihenfolge der Glassorten ist also hier umgekehrt wie beim

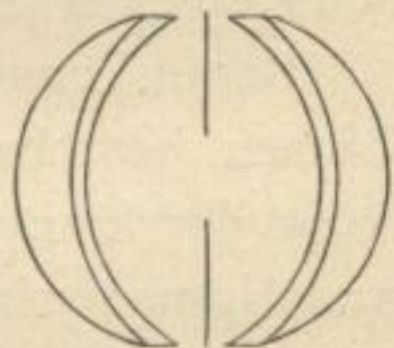


Fig. 45

Steinheilschen Aplanaten. Auch hier sind die Krümmungen wie beim anastigmatischen Meniskus sehr stark, so daß die sphärische Abweichung wegen des Fehlens einer zerstreulenden Kittfläche sehr groß wird. Deshalb kann auch dieser Weitwinkel nur mit kleiner Blende benutzt werden, liefert aber dann ein Bildfeld von  $110^\circ$ , das in seiner Ausdehnung nur vom Hypergon übertroffen wird. Vorteilhaft ist die chromatische Korrektur des Pantoskopes, durch die die Berücksichtigung des chemischen Fokus vermieden ist.

#### 5. Das Celor- und Syntor-Objektiv von E. von Höegh.

Das Orthostigmat-Kollinear (Fig. 42) enthält zwischen der bikonkaven und der bikonvexen Linse einen sammelnden Meniskus, dessen Brechungsquotient kleiner als der seiner Nachbarlinsen ist. Nimmt man ihn so klein als möglich, nämlich Eins, an, so erhält man ein Objektiv (Fig. 46), dessen Hälfte aus nur zwei Linsen besteht, die einen Neuachromaten in erweitertem Sinne bilden. Die Kittfläche ist fortgefallen und an ihre Stelle eine Luftlinse getreten, die die Form eines sammelnden Meniskus hat, also zerstreuend wirkt. Dadurch wurde es möglich, die sphärische Aberration



Fig. 46

Entwick-  
lung  
aus dem  
Ortho-  
stigmat-  
Kollinear

Pantoskop

zu beseitigen, was bei dem aus zwei miteinander verkitteten Linsen bestehenden Neuachromaten nicht möglich ist. Dieser Typus wurde nach den Rechnungen E. von Höeghs in der optischen Anstalt C. P. Goerz in verschiedenen Serien vom Jahre 1900 ab zur Ausführung gebracht, und zwar unter dem Namen Celor für die lichtstärkeren, Syntor für die lichtschwächeren Serien.

Korrektionszustand

Bemerkenswert sind der einfache Bau dieses aus nur vier Linsen bestehenden Objektives, sowie seine Gedrungenheit infolge der kleinen Scheitelabstände der brechenden Flächen. Die anastigmatische Bildfeldebnung erstreckt bei kleinen Zwischenfehlern sich über einen großen Winkel, der in günstiger Weise wegen des kaum merkbaren Vignettierens ausgenutzt werden kann. Auch die Zonen der sphärischen Aberration sind mäßig; doch bemerken wir hier zum ersten Male bei einem

Koma der Hälfte

Doppelobjektive eine nicht unbeträchtliche Koma. Während nämlich der Komafehler in der Hälfte der zwei in sich verkittete Linsengruppen enthaltenden Doppelobjektive nicht sehr beträchtlich ist, soweit er überhaupt nicht gänzlich behoben werden kann, ist die aus zwei einzeln stehenden Linsen zusammengesetzte Hälfte eines Doppelobjektives im allgemeinen nicht auf Koma korrigierbar, sofern sie anastigmatische Bildfeldebnung haben soll; im Gegenteile ist sie allein wegen ihrer starken Koma erst bei kleinen Blenden einigermaßen brauchbar, ohne jemals die verkittete Anastigmahälfte an Leistungsfähigkeit zu erreichen. Dies gilt auch für das lichtstarke Celorobjektiv, dessen Öffnung für eine mittlere Brennweite etwa  $f:4,5$  ist. Infolgedessen zeigt auch das Doppelobjektiv Koma, und zwar um so mehr, je größer die Lichtstärke des Objektives ist.

Koma des Doppelobjektives

Während man bei Doppelobjektiven mit Hälften, die aus verkitteten Linsen bestehen, für eine relative Öffnung von  $f:5,4$  noch keine Koma wahrnehmen und die Lichtstärke sogar bis auf  $f:4,5$  steigern kann, ohne eine zu große Einbuße an Brillanz des Bildes zu verspüren, wird bei den aus vier Einzellinsen zusammengesetzten symmetrischen Objektiven die Koma schon bei  $f:6,3$  bemerkbar und bei  $f:4,5$  so stark, daß

diese Objektive, was Feinheit der Schärfe und auflösende Kraft betrifft, nicht mit den unsymmetrischen Anastigmaten, die auf Koma korrigiert sind, verglichen werden können. Ob durch diesen Mangel die Güte der Aufnahme leidet, hängt von dem Zwecke ab, dem diese dient. Wie wir bereits erwähnten, eignen sich die aus zwei nicht miteinander verkitteten Linsen bestehenden Anastigmahälften keinesfalls als Satzobjektive.

#### 6. Die symmetrischen Objektive nach Gaußischem Typus.

Aus der Theorie der Fernrohrobjektive ist der nach seinem Erfinder Gauß benannte Typus bekannt, der die Aufhebung der sphärischen Aberration nicht nur für eine, sondern auch für jede zweite Stelle des Spektrums gestattet, so daß damit die chromatische Differenz der sphärischen Aberrationen praktisch beseitigt ist. Ein solches Objektiv besteht, wie Fig. 47 zeigt, aus zwei Menisken, die ihre hohlen Seiten dem einfallenden Lichte zukehren, und von denen der erste zerstreut, der zweite sammelt. Der zwischen den beiden Linsen befindliche Luftraum hat die Gestalt eines zerstreuenden Meniskus. Dieses zweiteilige Fernrohrobjektiv kann nun, unbeschadet seiner guten sphärischen Korrektur für zwei Farben, in gleicher Güte für Astigmatismus und Bildfeldwölbung korrigiert werden. Es wird nämlich hier die zweite Ablenkung des Hauptstrahles an der hinteren Fläche des E. von Höeghschen Meniskus, deren Sinn mit dem der Ablenkung an der vorderen Fläche übereinstimmen soll, durch die Ablenkung in einer besonderen, darauf folgenden Linse ersetzt. Allerdings muß man eine starke Koma des so veränderten Objectives nach Gauß mit in Kauf nehmen.

Fernrohr-  
objektiv  
nach Gauß

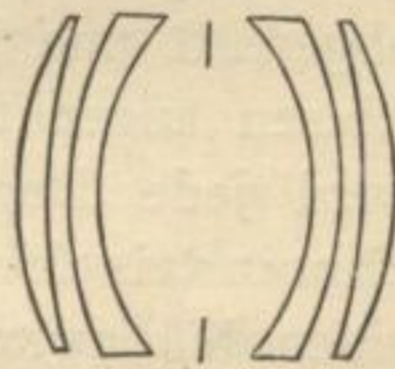


Fig. 47

Setzt man zwei derartige sphärisch und astigmatisch korrigierte Objektive mit Vorderblende in bekannter Weise zu einem Ganzen zusammen, so entsteht ein symmetrisches Objektiv, das in seiner einfachsten Form vier einzeln stehende Menisken

Doppel-  
objektiv

Planar enthält. Der Gedanke, die Möglichkeit einer guten anastigmatischen Korrektur bei diesem Typus in der eben beschriebenen Weise auszunutzen, rührt von P. Rudolph her und ist in dem von Zeiß 1896 herausgegebenen Planar, dem die Rudolphschen Rechnungen zugrunde liegen, verkörpert. Dabei war jedoch noch eine Schwierigkeit zu überwinden. Es stellte sich nämlich heraus, daß bei der Auswahl der Brechungsquotienten von etwa 1,57, die P. Rudolph für die günstigste hielt, keine Glassorten in dem Verzeichnisse des Jenaer Glaswerkes zu finden waren, deren Farbenzerstreuung die chromatische Korrektur gestattete. Deshalb wurde jede der an der Blende stehenden, mittleren Linsen aus zwei Einzellinsen zusammengesetzt, deren Brechungsquotienten gleich sind, während ihre Farbenzerstreuungen voneinander abweichen. Jede der neuen Doppellinsen verhält sich in bezug auf alle Aberrationen, die nur vom Brechungsquotienten für eine bestimmte Farbe abhängen, wie eine einzige Linse, dagegen kann ihre chromatische Abweichung durch Veränderung des Krümmungsradius nach Belieben abgestuft und so der entsprechenden Abweichung der äußeren Linsen angepaßt werden. Im besonderen Falle des Planars wird jede Doppellinse, die man nach P. Rudolph hyperchromatisch nennt, von einer bikonkaven Flintlinse und einer bikonvexen Linse aus schwerem Barytkron gebildet, einem Glase, aus dem auch die äußeren sammelnden Menisken hergestellt sind.

Planar  
und  
Petzval-  
sches  
Objektiv

Das Planar hat eine relative Öffnung von etwa  $f : 3,5$ , und dem entspricht bei der starken Koma seiner Hälfte eine nicht unbeträchtliche Koma des ganzen symmetrischen Objectives bei voller Öffnung, die bei Aufrechterhaltung der Symmetrie nur durch Abblendung unschädlich gemacht werden kann. An diesem Objectiv kann man erkennen, wie fruchtbar die Anregung gewesen ist, die von dem Jenaer Glaswerke ausging. Während das gleich lichtstarke Porträtobjektiv von Petzval nur ein sehr kleines ebenes Bildfeld besitzt, ist dieses bei dem Planar außerordentlich erweitert. Dieselbe Feinheit der Schärfe in der Bildmitte, wie sie das alte Objectiv in hervor-

ragendem Maße besitzt, zu erreichen, blieb jedoch, wie wir später sehen werden, den unsymmetrischen Anastigmaten vorbehalten.

Einige Jahre nach der Herausgabe des Planars gelang es H. Kollmorgen nachzuweisen, daß es, entgegengesetzt der Anschauung P. Rudolphs, möglich sei, das Gaußische Objektiv unter Beibehaltung der anastigmatischen Korrektur zu achromatisieren, ohne die Zahl der Linsen zu erhöhen. Die Bedingung hierfür ist, daß die beiden Linsen der Hälfte aus einem anomalen Glaspaaire hergestellt sind, daß also der Brechungsquotient des sammelnden Meniskus bei kleinerer Farbenzerstörung mindestens ebenso groß wie der des zerstreuen- den sein muß.

Aristo-  
stigmat

nu

Das so bestimmte, aus vier Einzellinsen bestehende Objektiv wurde von der Meyerschen Werkstätte in Görlitz unter dem Namen Aristostigmat Anfang dieses Jahrhunderts in mehreren Serien herausgebracht, und zwar mit kleinen Abweichungen gegen die streng symmetrische Form. Besonders bemerkenswert ist die große Bildfeldebnung, die dieses Objektiv mit dem nun zu besprechenden gemeinsam hat.

Der letzte Schritt, allerdings der merkwürdigste, in der Entwicklung des einfachen Gaußischen Fernrohr-objektives zu einem modernen symmetrischen Anastigmaten wurde von K. Martin einige Jahre nach dem Erscheinen des Kollmorgenschen Objektives gemacht. Er zeigte nämlich, daß man sogar die oben erwähnte Einschränkung in Beziehung auf die Abstufung der Brechungsquotienten der Hälfte fallen lassen kann, und daß es mithin sehr wohl möglich ist, aus alten Gläsern, die schon vor der Entstehung des Jenaer Glaswerkes bekannt waren, ein anastigmatisches und achromatisches Objektiv bei sphärischer Korrektur für eine beliebig große endliche Öffnung zu berechnen. Die Form dieses Objektives wird gleichfalls durch Fig. 47 schematisch wiedergegeben. Daß eine Beschränkung in der Zusammensetzung des Gaußischen Objektives aus einem anomalen Glaspaaire nicht notwendig ist, folgt ohne weiteres aus der Petzvalschen Bedingung; denn es ist gleichgültig, wie man die

Omnar

Wirkung der äußeren Fläche des anastigmatischen Meniskus ersetzt, wenn nur die Ablenkung des Hauptstrahles an ihr in gleichem Sinne erfolgt, wie an der inneren, hohlen Fläche.

Diese Erkenntnis ist um so bemerkenswerter, als bereits im Jahre 1889 Alvan G. Clark ein Objektiv beschrieben hatte, das sowohl in der Gestalt der Linsen, wie in der Abstufung ihrer Brechungsquotienten dem Martinschen ähnlich war, ohne allerdings anastigmatische Bildfeldebnung zu besitzen.

Aus den Rechnungen K. Martins ist das Omnar hervorgegangen, das in der optischen Anstalt E. Busch A.-G. in Rathenow ausgeführt wird und denselben Korrektionszustand wie der Aristostigmat besitzt. Von dem Auftreten der Koma bei der lichtstärksten Serie gilt das vorher Gesagte.

#### 7. Die symmetrischen Objektive mit verkitteten und einzeln stehenden Linsen.

Ab-  
geleitete  
Formen

Dadurch, daß die aus drei miteinander verkitteten Linsen zusammengesetzten Hälften eines symmetrischen Anastigmaten durch Auflösen einer Kittfläche verändert werden können, war ein beträchtliches Feld für die Betätigung der optischen Konstrukteure gegeben. Es würde hier zu weit führen, näher auf die so entstandenen Formen einzugehen, zumal von ihnen nur wenig Gebrauch gemacht wird. Es zeigt sich nämlich, daß der geringe Gewinn an besserer Korrektion, meistens für die Koma, in keinem Verhältnis zu den wesentlich höheren Erstehungskosten steht. Man hat es deshalb im allgemeinen vorgezogen, bei den dreiteiligen verkitteten Hälften zu bleiben.

Sym-  
metrisches  
Objektiv  
von  
E.v.Höegh

Wie die Auflösung der Hälfte vor sich geht, wollen wir uns nur kurz an einem Beispiele veranschaulichen, das wir E. von Höegh verdanken. Löst man in der Hälfte seines Doppelanastigmaten die erste, zerstreuernde Kittfläche, so zerfällt das Objektiv in einen freistehenden Meniskus und eine zweiteilige verkittete Linse, deren Kittfläche sammelt und gegen das einfallende Licht zu erheben ist. Da man die Radien der hinteren Meniskus- und der darauffolgenden Fläche unabhängig von-



einander verändern kann, hat man für die Abstufung der Brechungsquotienten freie Hand und kann die mittlere bikonkave Linse aus einem niedrig brechenden Glase machen. Dadurch wird die Differenz der Brechungsquotienten an der sammelnden Kittfläche kleiner, so daß derselbe Korrektionszustand für Astigmatismus und Bildfeldwölbung wie bei der verkitteten Hälfte indirekt eine bessere Beseitigung der Koma mit sich führt. Auch dieser Typus ist nicht in die Praxis eingeführt worden, wahrscheinlich weil seine Vorzüge gegenüber dem Doppelanastigmaten zu gering sind.

### 8. Das Unar von P. Rudolph.

Der Gedanke, den Korrektionszustand eines Anastigmaten durch Auflösen der verkitteten Linsen in einzelnstehende zu verbessern, führte P. Rudolph im Jahre 1900 zu der Konstruktion seines Unar, das von Zeiß ausgeführt wurde. Wie wir sahen, lag den Protaren der Satz zugrunde, durch Einführung einer sammelnden und einer zerstreuen Kittfläche eine Gegensätzlichkeit zu schaffen, die hier für die Herstellung der anastigmatischen Bildfeldebnung bei sphärischer Korrektion für eine endliche Objektivöffnung notwendig ist. Gibt man nun den einander zugewandten inneren Flächen der beiden Hälften vor und hinter der Blende verschiedene Krümmungen, so entstehen vier einzelne Linsen (Fig. 48). Soll das Objektiv anastigmatisch sein, so hat wiederum eine Gegensätzlichkeit in Beziehung auf die Luftlinsen in den Hälften stattzufinden, und zwar muß die eine die Form einer sammelnden, die andere die einer zerstreuen Linse haben. Daß dadurch die Anzahl der verfügbaren Konstruktionselemente (Radien, Dicken und Glasarten) beträchtlich wächst, ist einleuchtend, und so erklärt sich die Möglichkeit, ein derartiges Objektiv im Vergleich zu den aus verkitteten Linsen bestehenden Protaren besser zu korrigieren.

Gegen-  
sätzlichkeit der  
Luftlinsen

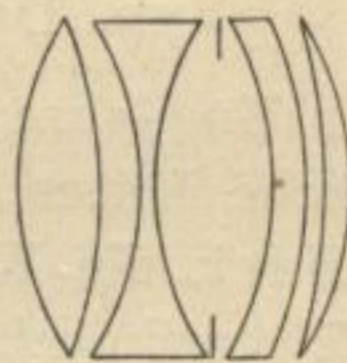
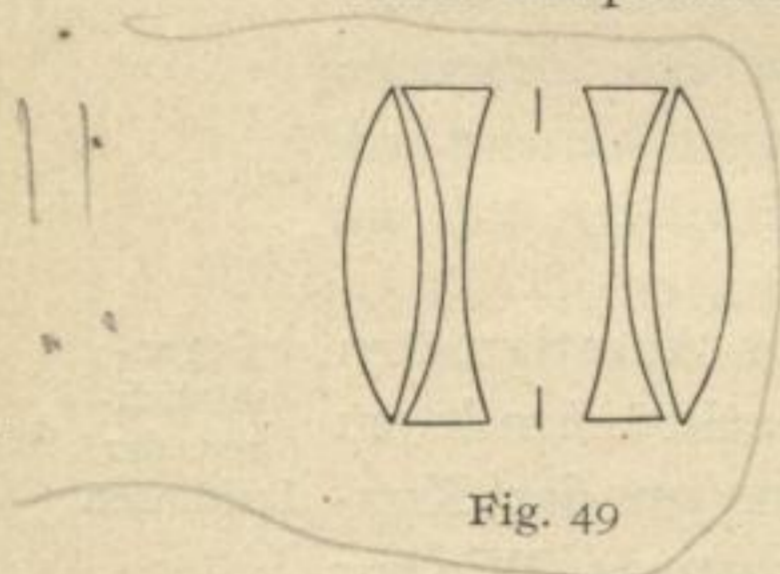


Fig. 48

## 9. Das Unofokal von R. Steinheil.

Die Petz-  
valsche  
Bedingung  
für ein  
System  
aus zwei  
Linsen

Eine sehr geistreiche Anwendung des Petzvalschen Prinzipes machte R. Steinheil in der Konstruktion eines Systems aus zwei Linsen. Nimmt man an, daß die Brechungsquotienten zweier Linsen einander gleich sind, so folgt aus der Petzvalschen Gleichung, daß ihre Pseudobrennweiten gleich und entgegengesetzt sein müssen. Die sphärische Korrektion wird durch das früher besprochene Durchbiegen der Linsen unter Zuhilfenahme



der Dicken- und Abstandsänderung ermöglicht, die Achromasie durch passende Wahl der Gläser aus dem Verzeichnis der Jenaer Glassorten. Stellt man nun zwei gleiche so errechnete Objektive zusammen (Fig. 49), so erhält man ein vierlinsiges symmetrisches Objektiv, das in bekannter Weise von Verzeichnung und chromatischer Vergrößerungsdifferenz befreit ist

und bei nicht zu großer Lichtstärke nur eine praktisch unschädliche Koma besitzt. Dieses Objektiv wird nach R. Steinheils Rechnungen in seiner optischen Werkstätte unter dem Namen Unofokal hergestellt.

## 10. Die Cooke-Linse von H. Dennis Taylor.

Koma-  
freier An-  
astigmat

Im Jahre 1894 machte H. Dennis Taylor, der wissenschaftliche Leiter der optischen Werkstätte T. Cooke & Sons in York die Konstruktion eines Anastigmaten bekannt, deren Eigentümlichkeit unser größtes Interesse verdient. H. D. Taylor stellte sich die Aufgabe, ein Objektiv mit anastigmatischer Bildfeldebnung zu berechnen, das, abgesehen von der Korrektion der anderen Aberrationen, frei von Koma ist. Als einfachste Form fand er ein aus drei getrennt stehenden Linsen zusammengesetztes Objektiv (Triplet), dessen beide äußeren Linsen sammeln, während die innere zerstreut. Zweckmäßig betrachten wir die beiden Serien, die von Voigtländer & Sohn unter den Namen Triple- und Porträtanastigmat in den Handel

gebracht werden. In der ersteren, lichtschwächeren Serie mit der relativen Öffnung  $f:6,8$  bis  $f:9$  (Fig. 50) sind die beiden Sammellinsen aus schwerstem Barytkron, die mittlere aus leichtem Flintglase hergestellt, so daß hier dem größeren Brechungsquotienten die kleinere Farbenzerstreuung entspricht. Die beiden Vorderlinsen, die zusammen eine sehr große Brennweite haben, stehen eng nebeneinander, die dritte Linse ist durch einen verhältnismäßig großen Abstand getrennt. Bei der lichtstarken Serie mit dem Öffnungsverhältnis  $f:4,5$  (Fig. 51) sind die sammelnden Linsen aus schwerem Barytkron, die mittlere aus schwerem Flintglase angefertigt; im Gegensatz zu der vorigen Serie entspricht hier dem größeren Brechungsquotienten die größere Farbenzerstreuung. Der Abstand zwischen den beiden vorderen Linsen ist etwas geringer als der zwischen der zweiten und dritten.



Fig. 50

Von der größten Bedeutung ist die gute Korrektur der Koma, zumal für die lichtstarke Serie, die einer gleich guten Erfüllung der Sinusbedingung entspricht. In der Tat ist die Cooke-Linse das erste anastigmatische Objektiv gewesen, das die zur Zeit seiner Herausgabe bekannten Anastigmaten an Feinheit der Schärfe über das brauchbare Bildfeld hin übertraf. Insbesondere gilt dies für die Serie  $f:4,5$ , deren Errechnung um so mehr als eine geradezu glänzende Leistung bezeichnet werden muß, als dem Konstrukteur zur Erfüllung der acht Bedingungen für den Bau eines Anastigmaten eine sehr geringe Anzahl von Konstruktionselementen zur Verfügung stand. Bemerkenswert sind noch bei beiden Serien der gedrungene Bau und die starke Zunahme des brauchbaren Bildfeldes bei Abblendung; eine große Bequemlichkeit für den praktischen Gebrauch bildet das geringe Gewicht der drei dünnen Linsen der lichtschwächeren Serie, besonders in einer Fassung aus Leichtmetall.

Vorzügliche Leistung bei beschränkter Anzahl der Korrektur-elemente

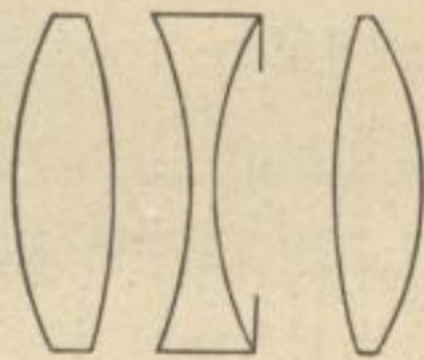


Fig. 51

Geringes Gewicht

Diese Objektive werden in England von der Firma Taylor, Taylor & Hobson in Leicester hergestellt.

## II. Die Triplets mit sammelnden Kittflächen von H. Harting und P. Rudolph.

Ein-  
führung  
der sammelnden  
Kittfläche  
in die  
Cooke-  
Linse

Heliar

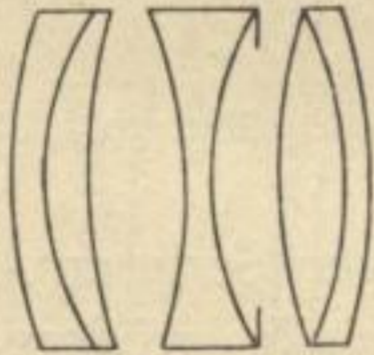


Fig. 52 •

Die Möglichkeit, die Leistungsfähigkeit der Cooke-Linse noch durch die Einführung von sammelnden Kittflächen zu steigern, die eine Verkleinerung der Zwischenfehler mit sich bringt, wurde zuerst von dem Verfasser erkannt und in dem Heliar (Fig. 52) verwirklicht, das im Jahre 1902 nach den Rechnungen des Verfassers von Voigtländer & Sohn herausgegeben wurde. Die relative Öffnung konnte, da die Zwischenfehler sehr gering sind, für alle Brennweiten bis 60 cm auf  $f:4,5$  gehalten werden. Durch die doppelte Einführung der sammelnden Kittfläche ist das Heliar zu einem fünfteiligen System geworden, dessen erste und dritte Gruppe aus je zwei miteinander ver-

kitteten und aus einem anomalen Glaspaaire hergestellten Linsen bestehen, während sich in der Mitte die bikonkave Zerstreuungslinse aus niedrigbrechendem Silikatglase befindet. Durch diese Anordnung wurden starke Krümmungen der Außenflächen vermieden. Die Sinusbedingung ist bei diesem Objektiv für die volle Öffnung streng erfüllt, und dementsprechend die Koma über das ganze brauchbare Bildfeld hin vollständig beseitigt.

Tessare

Auch das von Zeiß nach den Rechnungen P. Rudolphs im Jahre 1902 herausgegebene Tessar  $f:6,3$  (Fig. 53) verdankt den Fortschritt in seinem Korrektionszustande gegenüber den älteren Anastigmaten der Einführung der sammelnden Kittfläche in der letzten Linse eines Triplets. Es besteht demnach aus vier Linsen, von denen die beiden vorderen einzeln stehen und durch eine Luftlinse getrennt sind, die die Form einer Sammellinse hat und demnach zerstreuend wirkt. Während also bei dem Unar beide Kittflächen des vierlinsigen Protars aufgelöst sind, hat das Tessar nur die zerstreuende Kittfläche verloren, deren Ersatz, die Luftlinse, denselben

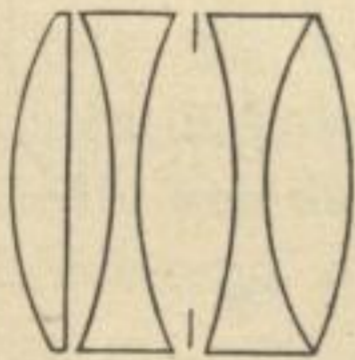


Fig. 53

Während also bei dem Unar beide Kittflächen des vierlinsigen Protars aufgelöst sind, hat das Tessar nur die zerstreuende Kittfläche verloren, deren Ersatz, die Luftlinse, denselben

Charakter hat. Beide Typen, mit einer oder zwei sammelnden Kittflächen, stimmen in Beziehung auf ihre Leistungsfähigkeit vollkommen überein. Sie wurden in den nächsten Jahren durch Hinzufügung anderer Serien ausgebaut, und zwar erschienen die Tessare mit den relativen Öffnungen  $f:3,5$ ,  $f:4,5$  und  $f:10$ . Dem entspricht die Ausdehnung des brauchbaren Bildes bei diesen drei Serien, von denen die lichtschwächste für Reproduktionen bestimmt ist und deshalb nur in großen Brennweiten herausgegeben wird. Die lichtstarke Tessarserie  $f:3,5$  zeigt deutlich den gewaltigen Fortschritt, den die photographische Optik seit 1840, dem Geburtsjahre des Petzvalschen Objektives, genommen hat. Auch das Tessar besteht nur aus vier Linsen, zeigt aber gegenüber jenem Objektiv bei gleicher Öffnung neben gleich guter sphärischer, komatischer und orthoskopischer Korrektur die Aufhebung des Astigmatismus und der Bildfeldwölbung über ein großes Bildfeld.

Tessar und  
Petzval-  
sches  
Objektiv

Der Heliartypus wurde nicht genau übereinstimmend in die zwei neuen Serien, die von Voigtländer & Sohn nach den Rechnungen des Verfassers herausgebracht wurden, übernommen, sondern einer Umformung unterworfen. Diese besteht bei dem Dynar mit der Lichtstärke  $f:6$  (Fig. 54) in der Umstellung der zerstreuen und sammelnden Linse in den beiden verkitteten Teilen, so daß hier die drei Zerstreuungslinsen im Innern des Objektives nebeneinander stehen. Bei dem für Reproduktionszwecke bestimmten Oxyn des Verfassers haben die Linsen der ersten Gruppe die Reihenfolge: zerstreuend, sammelnd, die der letzten Gruppe die umgekehrte.

Dynar  
und Oxyn



Fig. 54

## 12. Die Objektive mit Korrektur des sekundären Spektrums.

Wie wir bereits sahen, ist es möglich, durch Wahl passender Gläser das sekundäre Spektrum eines photographischen Objektives zu beseitigen. Derartige Gläser wurden von dem Jenaer

Apo-  
chromate

Werke in den Handel gebracht, und so konnte eine Reihe von Typen unter entsprechender Umrechnung diesen höheren Grad von Achromasie (Seite 109) erhalten. Hierher gehören die apochromatischen Planare, Tessare, Kollineare, Orthostigmaten, das Alethar von W. Zschokke, hergestellt bei Goerz, und das Oxyn. Wir wollen hier noch einmal kurz feststellen, daß diese Objektive nur in der Reproduktionstechnik gebraucht werden, und zwar hauptsächlich dann, wenn es sich um farbige Wiedergaben handelt. Bei allen anderen photographischen Arbeiten kann jener höhere Grad von Farbenvereinigung nicht nutzbar gemacht werden. Sollen Dreifarbenaufnahmen mäßigen Formates nach der Natur gemacht werden, so sucht man möglichst lichtstarke Objektive zu verwenden und sieht deshalb von den Apochromaten ab, die für diesen Zweck zu lichtschwach sind.

### 13. Schlußbemerkung.

Große  
Anzahl der  
Objektiv-  
typen

Fort-  
schritte  
der Glas-  
werke

Daß noch außer den erwähnten Objektiven eine weit größere Anzahl durch Kombination und Auflösung von Kittflächen hergestellt werden kann, ist nach dem Vorhergehenden erklärlich. Die Erfahrung hat aber gezeigt, daß diese Objektive höchstens dieselbe Leistungsfähigkeit wie die besprochenen Haupttypen besitzen, während ihre Herstellung sehr oft auf größere Schwierigkeiten stößt. Was das Glasmaterial betrifft, so wird es entsprechend den Fortschritten in der Technik der Herstellung des optischen Glases verwandt. Während z. B. das schwerste Barytkron bei der Eröffnung des Jenaer Glaswerkes einen Brechungsquotienten von etwa 1,61 hatte, hat man ihn im Laufe der Zeit bis auf fast 1,62 steigern können. Andererseits hat die Herstellung niedrig brechender Krongläser einen großen Fortschritt gemacht. Man verfügt deshalb gegenwärtig über größere Differenzen der Brechungsquotienten an den zerstreuen- und sammelnden Kittflächen oder den diesen entsprechenden Luftlinsen, so daß damit die Objektive für die Aberrationen und deren Zwischenfehler besser als früher korrigiert werden

können. Den gleichen Fortschritt werden wir wiederum bemerken können, so oft es den Glaswerken gelingt, die jetzigen Grenzen der Brechung und Farbenzerstreuung für die bei der Konstruktion der Anastigmaten notwendigen Gläser weiter hinauszurücken, da man ja von vornherein weiß, wie dadurch der Korrektionszustand jedes Objektives geändert wird. Kurz erwähnt werde noch, daß sich auch die Haltbarkeit der optischen Gläser im Laufe der beiden letzten Dezennien wesentlich erhöht hat.

Was die Leistungsfähigkeit der modernen Anastigmaten betrifft, so scheint sie ihren Höhepunkt in dem Tessar, Heliar und Dynar erreicht zu haben. Hier ist ein hoher Grad von Aberrationsfreiheit bei großer Öffnung und weitem Bildfelde erreicht, wie er kaum noch höher für die Praxis notwendig werden kann. Zieht man die aus verkitteten Linsen bestehenden Hälften und die entsprechenden lichtstärkeren symmetrischen Objektive hinzu, deren einer Vorzug in der Möglichkeit, mit einer langen und einer kurzen Brennweite ohne weiteres arbeiten zu können, besteht, so findet man, daß die Platte  $9 \times 12$  cm von einer Brennweite gleich 12 cm bei einer Helligkeit von  $f:6,3$  und entsprechend von Brennweiten gleich  $13\frac{1}{2}$  und 15 cm bei Helligkeiten von  $f:5,4$  und  $f:4,5$  ausgezeichnet wird. Und zwar mit einer Randschärfe, die vollkommen genannt werden kann, zumal im Vergleiche mit den Astigmaten, die Ähnliches bei Brennweiten von 12 cm an nur mit Öffnungen von höchstens  $f:12,5$  leisten. Blendet man auf kleine Öffnungen ab, so wächst das brauchbare Bildfeld bei den symmetrischen Objektiven derart, daß der ganze Lichtkreis scharf wird. Es sind also die modernen Universalobjektive, wie man die Systeme mit der Öffnung  $f:6$  bis  $f:7$  zu nennen pflegt, eigentliche Weitwinkel, die ebensoviel, aber bei größerer Öffnung leisten, wie die so benannten astigmatischen Objektive. Für außergewöhnlich weitwinkliger Aufnahmen kommt der Hypergon-Doppelanastigmat in Betracht, der wegen des starken Lichtabfalls gegen den Rand des Bildfeldes hin das äußerste darstellt, was die konstruktive Optik nach dieser Richtung hin zu leisten hat.

Korrektionszustand der modernen unsymmetrischen Anastigmaten

Leistungsfähigkeit

Licht-  
starke  
Objektive

Grenze der  
relativen  
Öffnung

Auf der anderen Seite stehen die lichtstarken Objektive mit der Öffnung von  $f:3,5$ , deren Helligkeit in allen Fällen ausreicht. Diese Anastigmaten jedoch für Zwecke der allgemeinen Photographie, insbesondere für den Gebrauch an der Handkamera, zu verwenden, läßt sich nur in Ausnahmefällen wegen der großen Dimensionen und der geringen Tiefe ermöglichen. Vielmehr scheint das Öffnungsverhältnis  $f:4,5$  am günstigsten zu liegen, wenn es sich darum handelt, bei Handkameraaufnahmen Schnelligkeit der Belichtung und hinreichende Tiefe zu verbinden. Allerdings braucht man gute Suchervorrichtungen, um die Leistungsfähigkeit dieser Objektive vollständig ausnutzen zu können. Hierbei steht die Spiegelreflexkamera in erster Reihe. Da nun einmal große Tiefe und große Helligkeit miteinander unvereinbar sind, so hat aus den vorher erwähnten Gründen eine Erhöhung der Helligkeit keinen rechten Zweck. Daß man im übrigen einem Objektiv mit der Öffnung  $f:4,5$  nicht dieselbe Ausdehnung des scharfen Bildfeldes geben kann, wie einem mit der Öffnung  $f:9$ , geht aus unseren früheren Betrachtungen hervor. Selbst wenn man jenes auf  $f:9$  abblendet, so bleibt dieses doch noch überlegen, weil bei ihm die Zwischenfehler der anastigmatischen Korrektur viel größer sein dürfen, so daß der anastigmatische Punkt in einem größeren Abstände von der Achse, als bei dem lichtstärkeren Objektiv liegen kann.

Mittel-  
schärfe

Was die Mittelschärfe betrifft, so besteht hierin kein grundsätzlicher Unterschied zwischen astigmatischen und anastigmatischen Objektiven. Bei beiden Arten gibt es Systeme mit grober und feiner Schärfe in der Bildmitte, entsprechend den größeren und kleineren Zwischenfehlern der sphärischen Aberration, sowie der Erfüllung der Sinusbedingung. Da aber die Einführung der sammelnden Kittfläche oder der ihr gleichwertigen Luftlinse eine Verkleinerung der sphärischen Zonen mit sich bringt, so zeigen auch in Beziehung auf Mittelschärfe einige Anastigmaten, und zwar die Objektive vom Typus der Tessare, Heliare und Dynare eine derartige Feinheit, wie man sie unter den Astigmaten vergeblich sucht.



## 15. Reflexion und Absorption in photographischen Objektiven.

Fällt ein Lichtstrahl auf eine Linsenfläche, so wird er durch Brechung und Reflexion in zwei Strahlen zerspalten, von denen der gebrochene so verläuft, wie es ihm der Konstrukteur zur Erzeugung des Bildes vorgeschrieben hat. Der reflektierte Strahl dagegen nimmt seinen Weg gegen das Objekt hin, wenn er nicht an eine zweite Linsenfläche gerät, an der er wiederum in zwei Strahlen zerspalten wird. Der hier gebrochene scheidet aus unseren Betrachtungen ganz aus, da er sich vom Objektiv fort in den Objektraum bewegt. Dagegen wird der andere Teil in den Bildraum zurückgeworfen und durchsetzt die nach der Mattscheibe zu gelegenen brechenden Flächen des Objektivs.

Reflexion  
bei  
Brechung  
des Lichtes

Hieraus folgt, daß sich bei der Abbildung des Gegenstandes durch gebrochene Strahlen außerdem nur noch solche bemerkbar machen können, die in einer geraden Anzahl an den Linsenflächen reflektiert sind. Sie sind die Ursache der Nebenbilder. Man beobachtet sie am besten, wenn man vor das Objektiv im Abstände von einigen Metern eine Kerze stellt und nach Wegnahme der Mattscheibe von rückwärts, gleichfalls aus einiger Entfernung, in das Objektiv hineinblickt. Dann sieht man eine Anzahl von scharfen Bildern der Kerze, die teils aufrecht, teils umgekehrt sind. Setzt man nun die Mattscheibe ein und stellt auf die Kerze scharf ein, so ist freilich nur ein scharfes Bild wahrzunehmen, da die Nebenbilder an verschiedenen Stellen des Raumes liegen. Jedoch erzeugt jeder der von ihnen ausgehenden Strahlenkegel einen je nach dem Abstände des Nebenbildes von der Mattscheibe verschieden großen Zerstreungskreis auf dieser, den wir als Lichtfleck bezeichnen.

Doppelt  
reflek-  
tierte  
Strahlen

Haben wir es mit einem punktförmigen Objekte zu tun, das auf der Achse liegt, so liegen die Nebenbilder gleichfalls auf der Achse; bei einem seitlich gelegenen Objekte dagegen sind sie in verschiedenen Richtungen gegen die Achse angeordnet. Offenbar ist nun ihre Schädlichkeit um so größer, je mehr gegen Luft grenzende Linsenflächen vorhanden sind — der Einfluß der

Lage und  
Anzahl  
der Neben-  
bilder

Kittflächen ist belanglos —, ferner je größer der Durchmesser des Objektivs ist und vor allem je näher die Nebenbilder an der Mattscheibe liegen. So liefert z. B. ein aus vier einzelnen Linsen bestehendes Objektiv 28 Nebenbilder, während bei fünf einzelnen Linsen 45 Nebenbilder auftreten.

Schädlichkeit der Lichtflecke

Glücklicherweise sind die Nebenbilder und die von ihnen erzeugten Lichtflecke bei den gegenwärtig von den Photographen benutzten Objektiven fast unschädlich, es sei denn, daß sich das Objekt aus sehr kontrastreichen Teilen zusammensetzt. Jedem Photographen ist bekannt, wie gefährlich Aufnahmen mit gegen die Sonne gerichteter Kamera sind. Übrigens treten auch schon bei Aufnahmen gegen den durch weiße Wolken bedeckten Himmel Verschleierungen ein. Vermeidet man aber derartig kontrastreiche Objekte, so sind für die modernen Objektive die Lichtflecke fast unschädlich, zumal wenn etwas abgeblendet, und dadurch ein Teil der nach den Nebenbildern konvergierenden Strahlen abgeschnitten wird. In älteren Lehrbüchern der photographischen Optik findet man noch die Behauptung aufgestellt, daß bei der Konstruktion der Objektive auf die Lage der Nebenbilder Rücksicht zu nehmen sei. Das trifft insofern nicht zu, als der Konstrukteur seine Objektivkonstanten lediglich nach den in den vorigen Abschnitten entwickelten dioptrischen Gesetzen bestimmen muß und keine freien Elemente zur Unschädlichmachung der Nebenbilder hat. Stellt sich aber heraus, daß diese bei einem errechneten Objektiv zu nahe an der Mattscheibe liegen, so kann es eben überhaupt nicht in den Handel gebracht werden. Eine kleine Einbuße an Leuchtkraft des Bildes muß man allerdings immer mit in den Kauf nehmen, die z. B. bei einer gewöhnlichen achromatischen Landschaftslinse nur sehr gering ist.

Berücksichtigung bei der Konstruktion des Objektivs

Lichtverlust durch Reflexion

Äußert sich so der in der Richtung nach der Mattscheibe zu reflektierte Teil des einfallenden Lichtes in einer, wenn auch geringen Verschleierung des scharfen Bildes, so tritt noch im ganzen ein Lichtverlust ein, weil sowohl jener Teil, wie der in den Objektraum reflektierte Teil sich nicht an der Bild-

erzeugung beteiligt. Sehen wir auch hier von dem Einflusse der Kittflächen ab, so handelt es sich lediglich um die an Luft grenzenden Linsenflächen. Die Theorie zeigt, daß die Helligkeit des in Luft an einer Fläche, die ein Medium mit dem Brechungsquotienten  $n$  begrenzt, reflektierten Strahles  $\left(\frac{n-1}{n+1}\right)^2$  ist, wenn die Helligkeit des einfallenden Strahles 1 gesetzt war. Streng gilt diese Beziehung nur für paraxiale Strahlen; wie jedoch M. von Rohr gezeigt hat, kann man sie mit großer Annäherung auch für alle Neigungswinkel als zutreffend annehmen, die für die photographischen Universalobjektive in Frage kommen.

Demnach geht bei der Reflexion an einer Fläche mit zugehörigem  $n = 1,5$  4%, für  $n = 1,6$  5,3% des einfallenden Lichtes verloren. Nehmen wir entsprechend der Verwendung des schwersten Barytkrons in den Anastigmaten den Lichtverlust an einer Fläche im Durchschnitte zu 5% an, so gehen bei einem Objektiv mit zwei an Luft grenzenden Flächen 10%, mit vier 19%, mit sechs 26%, mit acht 34% an Licht verloren. Da die photographischen Objektive, von den Satzlinen abgesehen, mindestens vier Flächen gegen Luft haben, so geht bei ihnen in diesem Falle ein Fünftel des einfallenden Lichtes verloren.

Zu dem Verluste an Helligkeit durch Reflexion gesellt sich nun noch der durch Absorption des Lichtes im Glase. Diesen möglichst zu vermindern, ist von jeher das Bestreben der optischen Glas erzeugenden Werke gewesen. Wenn aber trotzdem eine geringe Absorption nicht zu vermeiden ist, so liegt dies daran, daß der Fabrikant bei der Erschmelzung einer bestimmten optischen Lage an eine genau einzuhaltende Zusammensetzung des Glassatzes gebunden ist, und daß gerade die für die moderne photographische Optik wichtigen Gläser auf der Grenze der Herstellungsfähigkeit liegen. Es muß also, wofern man nicht ganz auf die aus solchen Gläsern gebauten Objektive verzichten will, eine geringe Färbung mit in Kauf genommen werden.

Lichtverlust durch Absorption

Abhängigkeit der Absorption einer Glasart von der Wellenlänge

Die Absorption des Glases hängt von der Wellenlänge des Lichtes ab, und zwar ist sie im allgemeinen um so größer, je kürzer die Wellenlänge ist. Das photographische Bild wird also durch die Absorption stärker als das visuelle beeinflusst, und schon aus diesem Grunde ist es voreilig, aus der Betrachtung des visuellen Bildes allein auf die Helligkeit des photographischen Bildes zu schließen. Die Absorption der optischen Gläser unter sich ist außerordentlich verschieden. Während z. B. eine 1 cm dicke Platte aus dem für total reflektierende Prismen gebrauchten Borosilikatkron etwa 2% des violetten Lichtes von der Wellenlänge  $410 \mu\mu$  nach H. A. Krüß absorbiert, ist die entsprechende Absorption bei dem schwersten Barytkron etwa 4%, bei dem schweren Silikatflint  $n_D = 1,67$  etwa 12%. Durchsetzt das Licht eine doppelt so dicke Platte, so wächst die Absorption in geometrischem Verhältnis.

Lichtverlust bei verschiedenen Objektiven derselben Serie

Daraus ergibt sich, daß sich bei proportionaler Änderung eines Objektives zwecks Vergrößerung oder Verkleinerung der Brennweite auch die Absorption in geometrischem Verhältnis verändert, also bei längeren Brennweiten derselben Serie größer als bei kürzeren ist. Der Verlust an Helligkeit durch Reflexion ist dagegen unabhängig von der Brennweite des Typus, da er lediglich von der Anzahl der an Luft grenzenden Flächen, sowie von dem entsprechenden Brechungsquotienten abhängt. Bei schlecht gekitteten Linsen kann übrigens der als Kittmasse dienende Kanadabalsam eine nicht unbeträchtliche Absorptionswirkung ausüben. Die kürzere Brennweite ist also der längeren desselben Typus gegenüber an Helligkeit im Vorteile.

Verkittete und nichtverkittete Linsen

Die Frage nach dem Verhältnis der tatsächlichen Helligkeiten verkitteter und nichtverkitteter Linsen gleicher relativer Öffnung wird sehr oft erörtert. Aus dem Vorhergehenden können wir entnehmen, wie die Absorption von der Glasart abhängt; dazu kommt, daß auch die einzelnen Schmelzen derselben Glasart unter sich in Beziehung auf die Absorption nicht gleich ausfallen, daß also der Lichtverlust sogar in den verschiedenen Individuen desselben Typus und derselben Brennweite schwanken kann. Der Verfasser hatte während mehrerer

Jahre Gelegenheit, fast unausgesetzt ein sechslinsiges symmetrisches Objektiv mit zwei je drei miteinander verkittete Linsen enthaltenden Hälften (Kollinear) und ein aus drei dünnen einzeln stehenden Linsen zusammengesetztes Objektiv (Triple-Anastigmat) auf ihre photographische Helligkeit zu vergleichen. Beide Anastigmaten — es handelte sich um mittlere Brennweiten — haben gleiche relative Öffnung, nämlich  $f:6,8$  und  $f:7,7$ . Es war dem Verfasser nicht möglich, einen photographisch meßbaren Unterschied in der wirklichen Helligkeit dieser die beiden Extreme der angeführten Objektivarten darstellenden Systeme zu erkennen. Daß der Lichtverlust in der einfachen Landschaftslinse größer ist, als in dem aus acht Linsen bestehenden Zeißischen Doppelprotar, trifft zu; aber selbst dieser Unterschied spielt keine Rolle bei der Aufnahme gegenüber den im Verhältnis viel stärkeren Abweichungen von der richtigen Belichtungszeit bei Sonnenlicht, gegen die selbst der erfahrenste Photograph nicht geschützt ist, die aber durch den nachfolgenden Negativprozeß vollkommen unschädlich gemacht werden.

## 16. Das Teleobjektiv.

Bringen wir eine unendlich dünne Sammellinse mit der Brennweite  $f_1$  und eine gleichfalls unendlich dünne Zerstreuungslinse mit der Brennweite  $f_2$  in den Abstand Null voneinander, so wirkt die Kombination beider Linsen zerstreuend, wenn  $f_2$  seinem absoluten Werte nach kleiner als  $f_1$  ist. Rücken wir die Negativlinse in der Lichtrichtung gegen den hinteren Brennpunkt der Sammellinse von dieser fort, so wächst die negative Brennweite des Ganzen, bis sie schließlich unendlich groß wird, sobald die Brennpunkte der beiden Linsen zusammenfallen. In dieser Stellung entspricht die Kombination einem galileischen Fernrohr mit der Vergrößerung  $\gamma$ , wo  $\gamma$  gleich dem Brennweitenverhältnis der beiden Linsen  $f_1 : f_2$  ist. Gehen wir mit der Zerstreuungslinse weiter aus dieser Nullstellung von der sammelnden fort, so nimmt die Äquivalentbrennweite  $f$  der

Kombination einer unendlich dünnen Sammellinse und Zerstreuungslinse

Galileisches Fernrohr

beiden Linsen jeden beliebigen positiven Wert an, der zwischen Unendlich und dem Werte  $f_1$  liegt. Für diesen letzten Fall muß die Verschiebung der Negativlinse aus der Nullstellung :  $f = \infty$  offenbar gleich  $f_2$  sein, denn wenn diese gerade im Brennpunkte der Sammellinse steht, hat sie auf deren Brennweite keinen Einfluß.

Kon-  
struktion  
des Tele-  
objektives

Die eben beschriebene Kombination einer Sammel- und einer Zerstreuungslinse, deren Dicken wir der Forderung der Praxis entsprechend als endlich annehmen müssen, nennen wir ein Teleobjektiv, die damit gemachten Aufnahmen kurz Teleaufnahmen. Der Zweck dieser Konstruktion ist die Nutzbarmachung der großen Brennweiten  $f$ , die sich ergeben, wenn man die beiden Linsensysteme mit den theoretisch wenigstens beliebigen Brennweiten  $f_1$  und  $f_2$  in Abständen voneinander anordnet, die durch die obige Betrachtung gegeben sind. Sehen wir von der seit langer Zeit bekannten Einschaltung einer Zerstreuungslinse in den Strahlengang eines astronomischen Fernrohres ab, so finden wir die erste Telekonstruktion in modernem Sinne bei J. Porro, der bereits im Jahre 1851 Aufnahmen unter Veränderung des Abstandes der beiden Teile des Teleobjektives, des Telepositives und des Telenegatives, machte. Anfangs der neunziger Jahre des vorigen Jahrhunderts wurde die Konstruktion von mehreren Seiten und unabhängig voneinander aufgefunden. Sie wird jetzt fast von allen optischen Werkstätten auf den Markt gebracht.

Veränder-  
lichkeit  
der Brenn-  
weite

Optisches  
Intervall

Wie wir vorher sahen, beginnt die Sammelwirkung der Telekombination in der Nullstellung, die durch das Zusammenfallen der beiden nach der Mattscheibe zu gelegenen Brennpunkte gegeben ist. Bezeichnen wir den Abstand dieser beiden Brennpunkte, den man auch optisches Intervall nennt, mit  $\Delta$ , wobei wir uns auf positive Werte der Brennweite  $f$  des ganzen Systems, d. h. auf Werte von  $\Delta$ , die kleiner als  $f_2$  sind, beschränken, so zeigt die allgemeine Abbildungslehre, daß  $f = \frac{f_1 f_2}{\Delta}$  ist. Je größer  $\Delta$ , um so kleiner die Brennweite  $f$  des Teleobjektives. Die Kenntnis des optischen Intervalles  $\Delta$

ist also von größter Wichtigkeit, wenn wir das Teleobjektiv mit verschiedenen Brennweiten gebrauchen wollen. In der Möglichkeit, durch Veränderung des Abstandes der beiden Teile beliebig große Brennweiten zu erhalten, liegt einer der Vorteile, die der Gebrauch des Teleobjektives mit sich bringt. Kennt man die Werte von  $f_1$  und  $f_2$ , so ist  $f$  für jeden Wert von  $\Delta$  ohne weiteres gegeben. Nach dem Vorgange von Zeiß versteht man deshalb den Tubus des Teleobjektives mit einer Millimeterteilung, deren Nullstelle durch den Wert  $\Delta = 0$  gegeben ist, so daß man das optische Intervall unmittelbar am Tubus ablesen kann. In der Praxis teilt man nur so weit, daß man auf einigermaßen große Werte der Brennweite  $f$  gegenüber  $f_1$  kommt.

Es erweist sich als zweckmäßig, auch in der obigen Gleichung das Verhältnis  $\gamma = f_1 : f_2$  einzuführen. Dann wird  $f = \gamma \frac{f_2^2}{\Delta}$ ; hierin ist die Zahl  $\gamma$  größer als Eins, da, wie man leicht sieht,  $f_2$  kleiner als  $f_1$  sein muß.

Mit der Verschiebung der beiden Teile vollzieht sich jedoch noch eine andere Veränderung. Während nämlich bei Berührung der Linsen  $f_1$  und  $f_2$  — diese unendlich dünn gedacht

Verhältnis  
der Brenn-  
weiten der  
Teile

Lage der  
Haupt-  
punkte

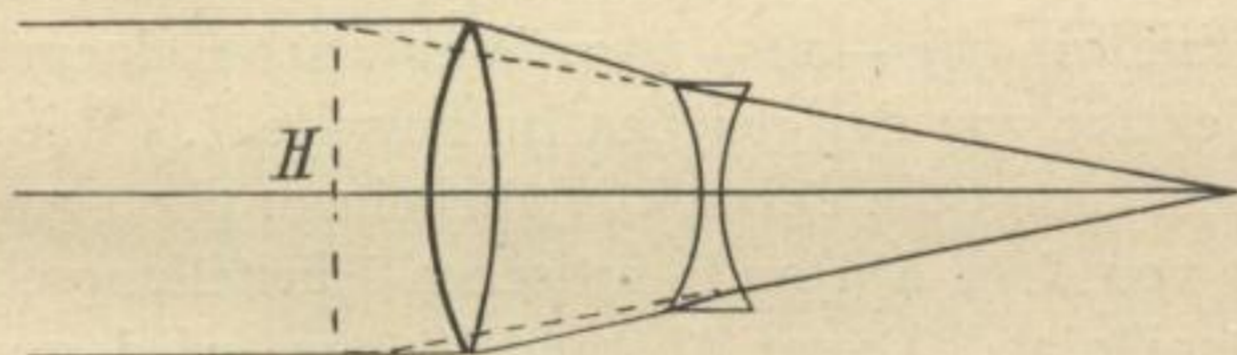


Fig. 55

— der hintere Hauptpunkt  $H$  mit dem gemeinsamen Linsenscheitel zusammenfällt, wandert der Hauptpunkt um so mehr nach links (Fig. 55), je weiter sich die Komponenten voneinander entfernen. Es ist also bei dem Teleobjektive — und darin liegt wiederum ein großer Vorteil gegenüber dem gewöhnlichen Objektiv — der Abstand der Mattscheibe vom Teleobjektive kleiner als die Äquivalentbrennweite des ganzen Teleobjektives.

Kamera-  
länge

Ver-  
größerung

Mit kürzeren Kameras können also Bilder in größerem Maßstabe als mit gewöhnlichen Objektiven gleicher Brennweite aufgenommen werden. Das vom Teleobjektive  $f$  entworfene Bild eines weit entfernten Gegenstandes ist gegenüber dem des Telepositives  $f_1$  im Verhältnis von  $f_2 : \Delta$  größer, während sich die entsprechenden Mattscheibenabstände von der letzten Fläche der beiden zu vergleichenden optischen Systeme wie  $\gamma : 1 - \frac{f_1}{f}$  verhalten.

Grenze für  
das Brenn-  
weiten-  
verhältnis

Hieraus ergibt sich die Wichtigkeit der Größe  $\gamma$ . Je kleiner die Brennweite  $f_2$  des Telenegatives im Verhältnisse zu der des Telepositives  $f_1$  ist, um so kürzer wird der Balgauszug. Es ist jedoch begreiflich, daß man die Zahl  $\gamma$  nicht zu groß annehmen darf, da man sonst auf zu scharfe Krümmungen der Linsenflächen und einen zu kleinen Durchmesser des Telenegatives kommt, was auf Schärfe und Bildfeld ungünstig einwirken würde. Die Praxis hat gezeigt, daß man keinesfalls über  $\gamma = 4$  hinausgehen darf. Im allgemeinen nimmt man die Negativbrennweite etwa zu einem Drittel der Positivbrennweite an.

Per-  
spektive

Während der Mattscheibenabstand bei einem Teleobjektive beträchtlich verringert wird, tritt die umgekehrte Erscheinung für den Objektivabstand ein. Dieser ist nämlich bei einem Teleobjektive um  $f(\gamma - 1) + f_1$  größer als bei einem gewöhnlichen Objektiv von der gleichen Brennweite  $f$ . Wie wir aber früher sahen, hängt die Perspektive bei einem photographischen Objektiv von dem Abstände zwischen Einstellungsebene und Eintrittspupille ab. Dieser Abstand ist nun, wiederum gleiche Brennweiten vorausgesetzt, bei einem Teleobjektive größer als bei einem gewöhnlichen Systeme. Infolgedessen liefert das Teleobjektiv Bilder, die perspektivisch richtiger erscheinen, und zwar macht sich dieser Unterschied um so mehr geltend, je größer wir den Gegenstand auf der Mattscheibe erblicken; für Landschaftsaufnahmen verschwindet dieser Unterschied. Mit Recht hat man daher diesen Vorteil des Teleobjektives für Porträtaufnahmen betont, die bekanntlich bei zu geringer Brennweite der gewöhnlichen Objektive und infolgedessen zu starker



Annäherung an den Gegenstand dessen Bild mit perspektivischen Anomalien behaftet erscheinen lassen.

Aus dem vorhergehenden ergibt sich, daß das Teleobjektiv im wesentlichen drei Vorzüge besitzt, die jeder Photograph zu würdigen weiß: veränderliche Brennweite und Bildgröße, kurzen Balganzug und geringere perspektivische Übertreibungen bei Porträtaufnahmen. Wenn nun trotz der Bemühungen, die sich die optischen Werkstätten mit der Verbreitung des Teleobjektives geben, seine Benutzung nur recht beschränkt bleibt, so müssen diesen Vorzügen doch wohl recht erhebliche Nachteile entgegenstehen. In der Tat wird die allgemeine Verwendung durch seine geringe Helligkeit und die hieraus entspringende große Belichtungszeit sehr erschwert und in vielen Fällen unmöglich gemacht.

Vorteile  
und Nach-  
teile des  
Tele-  
objektives

Wie wir früher sahen, ist die Helligkeit des von einem beliebigen Objektiv entworfenes flächenhaften Bildes für großen Objektstand durch das Verhältnis der wirksamen Öffnung  $D$  zur Brennweite  $f$  gegeben. Die wirksame Öffnung eines Teleobjektives ist die seines positiven Vorderteiles, während die Äquivalentbrennweite  $f$  in der angegebenen Weise gleich  $\frac{f_1 f_2}{\Delta}$  gefunden wird. Demnach erhalten wir die relative Öffnung des Telesystems  $\frac{D}{f}$ , wenn wir die des Vorderteiles  $\frac{D}{f_1}$  durch  $\frac{f_2}{\Delta}$  dividieren, d. h. durch die Vergrößerung, die die Einschaltung des Telenegatives gegenüber einer Aufnahme mit dem Vorderteile  $f_1$  allein bewirkt. Hat z. B. der sammelnde Teil die Brennweite  $f_1 = 180$  mm und das Öffnungsverhältnis  $\frac{1}{6,3}$ , das Telenegativ die Brennweite  $-f_2 = -45$  mm, und ist das optische Intervall  $\Delta = 9$  mm, so wird die Brennweite des ganzen Teleobjektives  $f = \frac{180 \cdot 45}{9} = 900$  mm, seine relative Öffnung  $\frac{1}{6,3 \cdot 5} = \frac{1}{32}$ . Demnach muß man 25 mal länger belichten, als mit dem Telepositive allein.

Geringe  
Helligkeit

Auswahl  
des Tele-  
positives

Will man also das Teleobjektiv dazu benutzen, um von weit entfernten Gegenständen Aufnahmen mit deutlich erkennbaren Einzelheiten zu machen, so muß man sehr lange belichten, wofern es nicht gelingt, die Lichtstärke des Telepositives erheblich zu steigern. In der Tat versuchte P. Rudolph, durch Einführung seines sehr lichtstarken, aus vier miteinander verkitteten Linsen bestehenden Telepositives den Gebrauch des Teleobjektives zu heben. Indessen eignen sich diese dem Fernrohrobjektivtypus ähnlichen Positive nicht für photographische Zwecke, da ihr brauchbares Bildfeld viel zu klein ist. Dasselbe gilt auch von der Verwendung eines lichtstarken Astigmaten als sammelnden Teiles, der in Verbindung mit dem Telenegativ auch nur ein winziges Bildfeld mit erträglicher Schärfe gibt, die noch dazu durch Abblendung wenig gesteigert werden kann. Berücksichtigt man ferner, daß bei dem innerhalb beträchtlicher Grenzen veränderlichen Abstände beider Teile von einer vollständigen Korrektur des Telenegatives nicht die Rede sein kann, so versteht man, weshalb sich auch die Verwendung lichtstarker Anastigmaten als Telepositive nicht empfiehlt. Dazu kommt, daß bei der üblichen Zusammensetzung des Telenegatives, das den Korrektionszustand des Telepositives nicht verschlechtern darf, aus drei miteinander verkitteten Linsen doch eine kleine Einbuße an Mittelschärfe mit in Kauf genommen werden muß, wenn der Schärfenabfall nach dem Bildrande hin erträglich bleiben soll.

Universal-  
objektive  
als Tele-  
positive

Aus diesem Grunde verwendet man als Telepositive Anastigmaten, deren Öffnungsverhältnis  $1 : 5,4$  nicht übersteigt, weil doch etwas zur Erhöhung der Schärfe abgeblendet werden muß. Die Brennweite  $-f_2$  des Negatives soll, wie wir sahen, nicht kleiner als der vierte Teil der Brennweite  $f_1$  des Positives sein, dagegen sein Durchmesser möglichst groß, damit die Fassung nicht als Gesichtsfeldblende wirkt. Selbstverständlich kommt für die Helligkeit des Teleobjektives das Verhältnis von Öffnung zu Brennweite des Negatives nicht in Frage, da dessen Durchmesser viel größer als der Querschnitt des axialen Büschels ist.

Wenn wir früher fanden, daß bei einem gewöhnlichen Objektiv die Erhöhung der Schärfe und Tiefe durch Abblendung eine Grenze infolge des Sichtbarwerdens von Beugungserscheinungen gesetzt ist, so gilt dies auch vom Teleobjektiv. Wird die relative Öffnung kleiner als etwa  $f:71$ , so bemerken wir eine Vergrößerung der Schärfe. Als Aperturblende wirkt die Irisblende des Telepositives, und deshalb erhält man das Öffnungsverhältnis, bis zu dem man bei dem Teleobjektiv nur gehen darf, falls das Maximum an Schärfe erreicht werden soll, wenn man  $\frac{I}{71}$  mit der Vergrößerung gegenüber der Aufnahme mit dem Positive allein multipliziert. Bei einer 12fachen Vergrößerung darf man also nur bis auf  $\frac{f}{6}$ , bei einer 4fachen auf  $\frac{f}{18}$  abblenden. Gegen diese Regel wird zum Schaden der Aufnahme sehr oft verstoßen.

Grenze der  
Ab-  
blendung

Bei derart langen Belichtungszeiten ist es sehr schwer, ein gutes Bild zu erhalten. Sehen wir davon ab, daß der Aufnahmeapparat standfest gebaut sein muß, um nicht in Schwingungen zu geraten, so ist die Vorbedingung für Bildschärfe bei Freiaufnahmen, nämlich ruhige Luft, nur selten gegeben. Fast immer sind Schichtungen vorhanden, deren Ausgleich sich in Strömungen äußert, so daß man, wenigstens in Ländern unseres deutschen Klimas, nur wenige Tage im Jahre findet, an denen man zu gewissen Stunden Teleaufnahmen mit Erfolg machen kann. Je stärker die Vergrößerung, um so mehr machen sich diese Einflüsse bemerkbar. Will man mit der Handkamera Teleaufnahmen machen, so darf man mit der Öffnung des Teleobjektives selbst bei günstiger Beleuchtung, z. B. auf See, nicht unter  $f:12,5$  hinuntergehen, so daß man bei einer Öffnung des Vordergliedes von  $f:5,4$  auf eine  $2\frac{1}{2}$ fache Vergrößerung kommt.

Störungen  
bei der  
Aufnahme

Schon eine derartige Vergrößerung bedeutet aber für eine Reihe photographischer Aufgaben einen erheblichen Vorteil, z. B. bei der Aufnahme sich bewegender Schiffe, von Tieren in freier Wildbahn, vom Ballon aus u. ä. Verzichtet man auf die Veränderlichkeit der Vergrößerung und begnügt man sich mit

Teleob-  
jektive mit  
unverän-  
derlicher  
Brenn-  
weite

dem Vorteile des kurzen Balgauszuges, so läßt sich das Teleobjektiv wesentlich vereinfachen. Schon Petzval hatte ein dialytisches Objektiv konstruiert, das nichts anderes ist als ein Teleobjektiv mit unveränderlicher Brennweite und aus zwei meniskenförmigen Achromaten besteht, von denen der erste sammelt, der hintere zerstreut. Vor einigen Jahren wurden nun unabhängig hiervon derartige Teleobjektive mit konstanter Brennweite auf den Markt gebracht, und zwar u. a. von Zeiß und Busch. Das der letzteren Firma besteht (Fig. 56)

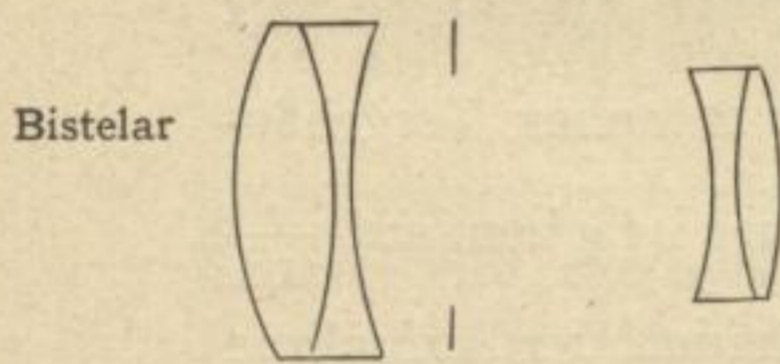


Fig. 56

nur aus vier Linsen; die hohlen Flächen der beiden Menisken sind gegen die Blende zu gerichtet. Dieses Bistelar, wie es von seinem Konstrukteur K. Martin genannt wird, wurde mit einer relativen Öffnung von  $\frac{1}{9}$  herausgegeben, die neuerdings auf  $\frac{1}{7}$  vergrößert werden konnte. Ein derartiges Objektiv mit 27 cm Brennweite

und 40 mm Öffnung deckt bei voller Öffnung eine Platte  $9 \times 12$ ; der Brennpunkt hat jedoch nur einen Abstand von 14 cm von dem Scheitel der letzten Linsenfläche aus gemessen. Da die Strahlen unter großen Einfallswinkeln auf die brechenden Flächen fallen, sind die Zwischenfehler der sphärischen Aberration viel größer als bei einem Anastigmaten gleicher Öffnung; dies ist jedoch für die angegebenen Zwecke belanglos.

Lange Belichtung bei Porträtaufnahmen

Auch bei Porträtaufnahmen äußert sich die geringe Lichtstärke des Teleobjektives in ungünstiger Weise. Hier kommt aber noch hinzu, daß bei Nahaufnahmen die durch das numerische Öffnungsverhältnis gegebene Lichtstärke mit dem Verkleinerungsfaktor zu multiplizieren ist. Man braucht also Belichtungszeiten, mit denen der Porträtphotograph im allgemeinen nicht arbeiten kann. Daraus erklärt sich die seltene Anwendung des Teleobjektives in diesen Fällen trotz seiner theoretischen Vorzüge.

Adon

Im Jahre 1899 veröffentlichte F. R. Dallmeyer in London die Konstruktion eines optischen Apparates, der zur Gruppe der Teleobjektive zu rechnen ist. Fällt auf ein Teleobjektiv in der Nullstellung ein paralleles Strahlenbüschel, so tritt es gleich-

falls parallel aus und kann von einem dahinter stehenden gewöhnlichen Objektiv in dessen Brennpunkt vereinigt werden. Eine einfache Überlegung zeigt, daß das so erzeugte Bild einen Maßstab besitzt, der  $\gamma$  mal größer ist als der des mit dem Objektiv allein aufgenommenen Bildes.  $\gamma$  ist wiederum das Verhältnis  $f_1 : f_2$  der Brennweiten der beiden Teellinsen. Gibt man dem Telenegative dieselbe Öffnung wie dem Objektiv, so tritt kein Verlust an Helligkeit ein, und man arbeitet auch nach Vorsetzen des Adon genannten Apparates mit der relativen Öffnung des dahinter befindlichen Objektivs. Indessen läßt sich dieses System nur bei mäßigen Objektivdurchmessern und mittleren Vergrößerungen mit Vorteil gebrauchen, da sonst seine Abmessungen zu groß werden.

## 17. Anhang.

Im folgenden sollen noch Regeln und Zusammenstellungen angegeben werden, die für den Photographen von Wichtigkeit sind. Ihre Begründung findet sich in den vorigen Abschnitten. Wenn auch einige streng genommen nicht in ein Buch über Optik gehören, da sie von der photographischen Ästhetik ausgehen, so dürften sie sich doch manchem nützlich erweisen.

### a) Bestimmung der Äquivalentbrennweite.

Es soll hierzu kein eigentlicher Objektivprüfungsapparat verwandt werden, sondern lediglich eine einfache Stativkamera mit möglichst langem Auszuge, deren Laufbrett zweckmäßig mit einer Millimeterteilung versehen ist. Die Lage der Brennpunkte wird durch die Einstellung auf einen sehr weit entfernten Gegenstand bestimmt. Wie weit dieser entfernt sein muß, hängt von der Brennweite, sowie von der Genauigkeit ab, die man erreichen kann oder will. Will man z. B. die Lage der Brennpunkte auf 0,1 mm genau haben, so hat man die Entfernung des Gegenstandes vom objektseitigen Brennpunkte aus der

Einstellung  
auf  
Unendlich

Gleichung  $x = f^2 : x'$  zu entnehmen, wo  $x' = 0,1$  mm ist. Für  $f = 15$  cm muß man also auf einen Abstand von mindestens 225 m gehen. Ein Einstellen selbst über eine sehr breite Straße hinüber reicht also in keinem Falle aus.

Bestimmung der Brennweite aus Einstellungen in der Nähe der Abbildung auf natürliche Größe

Zur Bestimmung der Brennweite geht man von der Formel  $y : y' = f : x'$  aus, und zwar für den besonderen Fall der Gleichheit von Objekt- und Bildgröße. Man stellt senkrecht zur optischen Achse eine Millimeterskala oder einen Gegenstand mit scharfen Umrissen und Durchlöcherungen so auf, daß seine Mitte von der Achse durchsetzt wird, und das vom Objektiv entworfene Bild sich genau mit einem in der Mattscheibenebene angebrachten gleichen Maßstabe oder einer Kopie genau deckt. Dann ist der Abstand der Mattscheibe von der am Laufbrette bezeichneten oder abgelesenen Stelle der Brennebene gleich der Äquivalentbrennweite. Die Differenz zwischen der Brennweite und dem Abstände von der Brennebene bis zur Anlagefläche des Kameraringes gibt den Abstand von dieser bis zum zugehörigen Hauptpunkte. Man wiederholt dann dieselbe Messung mit umgekehrtem Objektiv zwecks Ermittlung der Lage des vorderen Brenn- und Hauptpunktes. Nur bei sphärisch und chromatisch nicht korrigierten Objektiven blendet man ge-

Abstand $x'$ der Mattscheibenebene von der Brennebene in mm	Gemessene Bildgröße $y'$ in mm	Brennweite $f = 100 \frac{x'}{y'}$ in mm
136	90	151
145	96	151
149	97	154
154	101	152
156	102	153
161	106	152
165	109	152
169	111	152
170	112	152
170	111	153

nügend ab, sonst macht man, besonders bei allen modernen Objektiven, diese Bestimmung mit voller Öffnung.

Will man die Brennweite möglichst genau an der Kamera bestimmen, so häuft man die Messungen in der Nähe der Einstellung auf natürliche Größe, wie aus vorstehendem Beispiele hervorgeht, bei dem die Objektgröße zu 100 mm angenommen ist.

Als Mittel der zehn Messungen ergibt sich die Brennweite  $f$  zu 152,2 mm.

#### b) Bestimmung der relativen Öffnung.

Da wir die Brennweite bereits kennen, muß noch der Durchmesser der wirksamen Öffnung bestimmt werden, der nur dann, wie wir sahen, mit dem Blendendurchmesser übereinstimmt, wenn die Blende vor dem Objektiv steht. In allen anderen Fällen bestimmt man die Größe der wirksamen Öffnung nach A. Steinheil folgendermaßen. Die Mattscheibe wird durch Einstellung auf Unendlich in die hintere Brennebene gebracht, herausgenommen und durch ein genau passendes und gleichliegendes Pappstück ersetzt, das in der optischen Achse ein etwa 2 mm großes Loch hat. Der Objektivdeckel wird vorn aufgesteckt, nachdem man ihn mit einem runden Stück Bromsilberpapier ausgelegt hat. Dann stellt man bei abgeblendetem Seitenlichte eine Kerze hinter das Loch in dem Pappstücke oder brennt ein Stück Magnesiumband hinter dem Loche ab. Das Bromsilberpapier wird entwickelt; der Durchmesser des schwarzen Kreises auf ihm ist gleich dem der wirksamen Öffnung, wie aus dem Strahlengange hervorgeht.

Steinheil-  
sches  
Verfahren

#### c) Bestimmung der Größe des Lichtkreises und Bildwinkels.

Um den Durchmesser des Lichtkreises zu finden, stellt man auf Unendlich an und belichtet eine entsprechend große Platte gegen einen hellen Hintergrund, so daß man den ganzen Lichtkreis auf ihr wahrnimmt. Man sieht dann an der Aufnahme ohne weiteres, wie weit man mit der Ausnutzung des Lichtkreises

Formate gehen darf. Welche Formate man bei gegebenem Durchmesser verwenden kann, zeigt die folgende Zusammenstellung.

Plattengröße in cm	Durchmesser in mm	Plattengröße in mm	Durchmesser in cm
6 × 9	108	21 × 27	342
8,5 × 10	131	24 × 30	384
8,3 × 10,8	136	26 × 31	406
9 × 12	150	30 × 40	500
10,2 × 12,7	163	35 × 45	570
9 × 14	166	40 × 50	640
12 × 16	203	45 × 55	711
13 × 18	225	50 × 60	781
13 × 21	247	55 × 65	851
16 × 21	264	60 × 70	922
18 × 24	300	70 × 80	1063

Für die wirkliche Bildgröße muß hierbei noch die Kassettenauflage berücksichtigt werden.

Schließlich ist noch zu erwähnen, daß nur dann die ganze Größe des Lichtkreises ausgenutzt werden kann, wenn die

Bilddurchmesser Brennweite	Bildwinkel	Bilddurchmesser Brennweite	Bildwinkel
	0		0
0,0	0,0	1,0	53,1
0,1	5,7	1,1	57,6
0,2	11,4	1,2	61,9
0,3	17,1	1,3	66,0
0,4	22,6	1,4	70,0
0,5	28,1	1,5	73,7
0,6	33,4	1,6	77,3
0,7	38,6	1,7	80,7
0,8	43,6	1,8	84,0
0,9	48,5	1,9	87,1
1,0	53,1	2,0	90,0



optische Achse des Objektivs durch die Mitte der Platte geht. Ist das Objektiv aus der Kameraachse verschoben, so kann sich der starke Lichtabfall infolge des Vignettierens einseitig auf der Platte bemerkbar machen.

Will man zu einem Bilddurchmesser bei sehr weit entfernten Gegenstände den zugehörigen Bildwinkel finden, so dividiert man den Bilddurchmesser durch die Brennweite und entnimmt aus vorstehender Tafel den Bildwinkel.

Beispiel. Bei einem Bilddurchmesser von 200 mm und einer Brennweite von 360 mm ist das Verhältnis dieser Werte 0,556, folglich der Bildwinkel  $28,1^\circ + (33,4^\circ - 28,1^\circ) \times 0,056 = 28,1^\circ + 2,9^\circ = 31,0^\circ$ .

Will man sich die Division mit der Brennweite ersparen, so kann man folgende Zusammenstellung in bekannter Weise gebrauchen.

#### Bestimmung des Bildwinkels.

Brennweite mm	Bilddurchmesser in mm									
	50	100	150	200	250	300	350	400	450	500
	o	o	o	o	o	o	o	o	o	o
60	45,2	79,6	102,7	118,1	128,7	136,4	142,2	146,6	150,1	153,0
90	31,0	58,1	79,6	96,0	108,5	118,1	125,6	131,5	136,4	140,4
120	23,5	45,2	64,0	79,6	92,3	102,7	111,1	118,1	123,9	128,7
150	18,9	36,9	53,1	67,4	79,6	90,0	98,8	106,3	112,6	118,1
180	15,8	31,0	45,2	58,1	69,6	79,6	88,4	96,0	102,7	108,5
210	13,6	26,8	39,3	50,9	61,5	71,1	79,6	87,2	93,9	99,9
240	11,9	23,5	34,7	45,2	55,0	64,0	72,2	79,6	86,3	92,3
300	9,5	18,9	28,1	36,9	45,2	53,1	60,5	67,4	73,7	79,6
360	7,9	15,8	23,5	31,0	38,3	45,2	51,8	58,1	64,0	69,6
420	6,8	13,6	20,2	26,8	33,1	39,3	45,2	50,9	56,4	61,5

Beispiel. Für eine Brennweite von 24 cm und einem Bilddurchmesser von 275 mm ist der zugehörige Bildwinkel  $59,5^\circ$ .

Will man umgekehrt aus dem bekannten Bildwinkel den Bilddurchmesser bestimmen, so findet man in der folgenden Zusammenstellung zu dem Bildwinkel das Verhältnis von Bild-

Zu-  
sammen-  
hang  
zwischen  
Bild-  
durch-  
messer,  
Brenn-  
weite und  
Bild-  
winkel

durchmesser zur Brennweite. Diese Zahl multipliziert man mit der Brennweite, das Produkt ist der Bilddurchmesser.

Bildwinkel	$\frac{\text{Bilddurchmesser}}{\text{Brennweite}}$	Bildwinkel	$\frac{\text{Bilddurchmesser}}{\text{Brennweite}}$
0	0,000	0	
5	0,087	45	0,828
10	0,175	50	0,933
15	0,263	55	1,041
20	0,353	60	1,155
25	0,443	65	1,274
30	0,536	70	1,400
35	0,631	75	1,535
40	0,728	80	1,678
45	0,828	85	1,833
		90	2,000

Beispiel. Bei einem Bildwinkel von  $59,5^\circ$  ist das Verhältnis von Bilddurchmesser zu Brennweite  $1,041 + 0,114 \times 0,2 \times 4,5 = 1,041 + 0,103 = 1,144$ . Ist die Brennweite 240 mm, so wird der Bilddurchmesser  $1,144 \times 240 \text{ mm} = 275 \text{ mm}$ .

#### Bestimmung des Bilddurchmessers.

Bildwinkel	Brennweite in mm									
	60	90	120	150	180	210	240	300	360	420
0	mm	mm	mm	mm	mm	mm	mm	mm	mm	mm
10	10	16	21	26	32	37	42	52	63	73
20	21	32	42	53	64	74	85	106	127	148
30	32	48	64	80	96	113	129	161	193	225
40	44	66	87	109	131	153	175	218	262	306
50	56	84	112	140	168	196	224	280	336	392
60	69	104	138	173	208	242	277	346	415	485
70	84	126	168	210	252	294	336	420	504	588
80	101	151	201	252	302	352	403	503	604	705
90	120	180	240	300	360	420	480	600	720	840
100	143	215	286	358	429	501	572	715	858	1001

Beispiel. Einem Bildwinkel von  $55^\circ$  entspricht bei einer Brennweite von 18 cm ein Bilddurchmesser von 188 mm.

Will man schließlich aus dem Bildwinkel und dem zugehörigen Bilddurchmesser die Brennweite finden, so hat man aus der vorletzten Zusammenstellung für den Bildwinkel die zugehörige Verhältniszahl zu entnehmen und den Bilddurchmesser durch diese Zahl zu dividieren.

Beispiel. Für einen Bildwinkel von  $42^\circ$  ist die Verhältniszahl  $0,728 + 0,100 \times 2 \times 2 = 0,768$ . Hat man einen Bilddurchmesser von 115,2 mm, so wird die Brennweite  $150^{\text{mm}}$ .

Aus der nächsten Zusammenstellung ergibt sich die Brennweite unmittelbar aus Bildwinkel und Bilddurchmesser.

#### Bestimmung der Brennweite.

Bildwinkel	Bilddurchmesser in mm									
	50	100	150	200	250	300	350	400	450	500
0	mm	mm	mm	mm	mm	mm	mm	mm	mm	mm
10	286	572	857	1143	1429	1715	2000	2286	2572	2858
20	142	284	425	567	709	851	992	1134	1276	1418
30	93	187	280	373	467	560	653	746	840	933
40	69	137	206	275	343	412	480	549	618	687
50	54	107	161	214	268	322	375	429	483	536
60	43	87	130	173	217	260	303	346	390	433
70	36	71	107	143	179	214	250	286	321	357
80	30	60	89	119	149	179	208	238	268	298
90	25	50	75	100	125	150	175	200	225	250
100	21	42	63	84	105	126	147	168	189	210

Beispiel. Soll eine Landschaft unter einem Bildwinkel von  $40^\circ$  bei einem Bilddurchmesser von 35 cm aufgenommen werden, so muß das Objektiv eine Brennweite von 480 mm haben.

Befindet sich der Gegenstand nicht so weit entfernt, daß man sein Bild als in die Brennebene fallend annehmen kann, so tritt in den vorhergehenden Zusammenstellungen an Stelle der Brennweite der Abstand des Bildes vom hinteren Haupt-

Endlicher  
Abstand

punkte, d. h. die Größe  $f + x' = f + \frac{f^2}{x}$ . Es beziehen sich jedoch die Angaben über Bildwinkel und Lichtkreis in den Preislisten der optischen Werkstätten stets auf sehr weit entfernte Objekte.

Ferner ist zu berücksichtigen, daß es sich hier um den bildseitigen Neigungswinkel des entsprechenden Hauptstrahles handelt. Mit hinreichender Genauigkeit können wir hier auch den objektseitigen Neigungswinkel dafür setzen, nur bei den Objektiven mit Vorderblende ist dies, wie früher begründet, nicht erlaubt.

#### d) Bestimmung des Abstandsverhältnisses aus dem Maßstabe der Reduktion.

Zusammenstellung von A. Steinheil

Kennt man das Verhältnis der Größen von Objekt und Bild bei gegebener Brennweite, so ergeben sich daraus die Abstände von Objekt und Bild von den zugehörigen Hauptpunkten, deren Lage bereits bekannt ist. Stehen die Teile eines Objektivs mit Mittelblende eng genug zusammen, so kann man in erster Annäherung beide Hauptpunkte mit dem Blendenmittelpunkte zusammenfallen lassen. Setzt man die Brennweite gleich der Einheit, so ist mit Vorteil die folgende Zusammenstellung von A. Steinheil zu benutzen.

Beispiele: 1. Eine Aufnahme von 741 mm Durchmesser soll mit einem Objektiv von 24 cm auf 285 mm Bildgröße reproduziert werden. Die Verkleinerung ist also  $\frac{741}{285} = 2,6$ .

Folglich wird der Bildabstand  $1,38$  für die Brennweite  $1$  und  $1,38 \times 240 \text{ mm} = 331 \text{ mm}$  für die gegebene Brennweite, entsprechend der Objektabstand  $3,6 \times 240 \text{ mm} = 864 \text{ mm}$ .

2. Mit einem Objektiv von 180 mm Brennweite soll auf einen 153 cm entfernten Gegenstand eingestellt werden. Der Objektabstand ist also  $\frac{1530}{180} = 8,5$  Brennweiten, demnach die Verkleinerung  $7,5$  und der Bildabstand  $1,13 \times 180 \text{ mm} = 203 \text{ mm}$ .

Verkleinerung	Bildabstand	Objektabstand	Verkleinerung	Bildabstand	Objektabstand
1,0	2,00	2,0	6,5	1,15	7,5
1,1	1,91	2,1	7,0	1,14	8,0
1,2	1,83	2,2	7,5	1,13	8,5
1,3	1,77	2,3	8,0	1,12	9,0
1,4	1,72	2,4	8,5	1,12	9,5
1,5	1,67	2,5	9,0	1,11	10,0
1,6	1,62	2,6	9,5	1,10	10,5
1,7	1,59	2,7	10,0	1,10	11,0
1,8	1,56	2,8	11,0	1,09	12,0
1,9	1,53	2,9	12,0	1,08	13,0
2,0	1,50	3,0	13,0	1,08	14,0
2,1	1,48	3,1	14,0	1,07	15,0
2,2	1,45	3,2	15,0	1,07	16,0
2,3	1,43	3,3	16,0	1,06	17,0
2,4	1,42	3,4	18,0	1,06	19,0
2,5	1,40	3,5	20,0	1,05	21,0
2,6	1,38	3,6	22,0	1,04	23,0
2,7	1,37	3,7	24,0	1,04	25,0
2,8	1,36	3,8	26,0	1,04	27,0
2,9	1,34	3,9	28,0	1,04	29,0
3,0	1,33	4,0	30,0	1,03	31,0
3,2	1,31	4,2	35,0	1,03	36,0
3,4	1,29	4,4	40,0	1,02	41,0
3,6	1,28	4,6	45,0	0,02	46,0
3,8	1,26	4,8	50,0	1,02	51,0
4,0	1,25	5,0	60,0	1,02	61,0
4,5	1,22	5,5	70,0	1,01	71,0
5,0	1,20	6,0	80,0	1,01	81,0
5,5	1,18	6,5	90,0	1,01	91,0
6,0	1,17	7,0	100,0	1,01	101,0
Vergrößerung	Objektabstand	Bildabstand	Vergrößerung	Objektabstand	Bildabstand

3. Eine Platte von 150 mm Durchmesser soll auf 480 mm Bilddurchmesser projiziert werden. Die Vergrößerung ist  $\frac{480}{150} = 3,2$ . Verwendet man eine Brennweite von 135 mm, so wird der Plattenabstand  $1,31 \times 135 \text{ mm} = 173 \text{ mm}$ , der Bildabstand  $4,2 \times 135 = 567 \text{ mm}$ .

e) Die Objektivbrennweite für ein gegebenes Format.

Mäßiger  
Bild-  
winkel

Die Brennweite soll bei Landschaftsaufnahmen so bemessen sein, daß auf der Platte Vorder- und Hintergrund in richtigem Verhältnisse zu stehen scheinen. Erfahrungsgemäß wirken Bilder, die unter einen Winkel von  $45^\circ$  aufgenommen sind, durchaus harmonisch. In diesem Falle kann das Objektiv die Lichtstärke  $f:4,5$  haben. Es muß aber, soll die Tiefe gut verteilt und der Bildausschnitt richtig gewählt sein, die Kamera mit einer guten Suchervorrichtung versehen sein. In diesen Fällen zeigt sich die große Überlegenheit der Spiegelreflexkamera.

Sind derartige Beobachtungshilfen nicht vorhanden, so muß der Bildwinkel auf etwa  $55^\circ$ , und falls das Bild auf der Mattscheibe überhaupt nicht kontrolliert werden kann, bis auf  $60^\circ$  erhöht werden. Die Helligkeit des Objektivs ist dann etwa  $f:6,3$ , und somit auch die Tiefe wesentlich größer.

So ergeben sich die Objektivbrennweiten für folgende Formate.

Platte in cm	Brennweite in cm bei einem Bildwinkel von		
	$45^\circ$	$55^\circ$	$60^\circ$
6 × 9	13	10,5	9
9 × 12	18	14,5	13
13 × 18	27	22	19
16 × 21	32	25	23
18 × 24	36	29	26
24 × 30	46	37	33

Damit perspektivische Übertreibungen vermieden werden, soll die Brennweite bei Porträtaufnahmen so bemessen sein, daß der Abstand zwischen Gesicht und Objektiv mindestens 2 m beträgt. Dementsprechend muß das Objektiv bei Brustbildern in Visit mindestens 20 cm, in Kabinett 30 cm, in Boudoir 40 cm Brennweite haben.

Nähere Angaben finden sich in den Preislisten der optischen Werkstätten, auf die hier hinzuweisen ausreichen dürfte.

#### f) Bestimmung des Korrektionszustandes.

Die modernen Anastigmaten sind für das Bildfeld, das man billigerweise von ihnen beanspruchen kann, so gut korrigiert, daß es sich für den praktischen Photographen erübrigt, ausführliche Untersuchungen über die Größe der vorhandenen Aberrationen anzustellen, wie sie in den meisten Lehrbüchern ausführlich behandelt sind. Selbstverständlich gibt es ausgezeichnete Methoden, um die Fehlerreste genau zu bestimmen. Wir wollen hier nur das Verfahren kennen lernen, mittels dessen wir das Vorhandensein von chemischem Fokus, Einstellungs-differenz und Wellen in der seitlichen Schärfe feststellen können.

Will man ein Objektiv auf seine Leistungsfähigkeit untersuchen, so muß man, wenn man nicht zu ganz falschen Schlüssen kommen will, ausschließlich einen ebenen und senkrecht zur optischen Achse stehenden Gegenstand als Probeobjekt verwenden. Nur dann ist die Tiefenwirkung ausgeschlossen, und man hat es lediglich mit der Einstellungsebene zu tun. Ferner soll das Probeobjekt so kontrastreich als möglich und farbenfrei, also weiß und schwarz sein. Man verwendet dafür zweckmäßig Striche in senkrechter und waagrechter Richtung, konzentrische Kreise und feine Schattierungen, sowie Buchstaben in verschiedener Größe bis zu kleiner Schrift hinab. Derartige Zeichen und Figuren wirken am besten, wenn sie photolithographisch auf mattem weißem, möglichst wenig vergilbendem Papiere hergestellt sind. Auf gleichmäßige Beleuchtung ist besonders zu achten. Auch dunkle Objekte, die

Ein-  
stellung  
auf ein  
ebenes  
Probe-  
objekt

sich in großer Entfernung vom Himmel abheben, wie Blitzableiter, Kamine, können zur Untersuchung herangezogen werden. Sonst muß man sich mit einem derartigen Gegenstande begnügen, der dann auch näher liegen kann; durch Drehen der Kamera auf dem Stative kann man sein Bild bis an den Rand des Lichtkreises bringen.

### I. Der chemische Fokus.

Eine  $9 \times 12$  cm Platte in Querformat reicht zur Prüfung vollständig aus. Man setzt bei ganz geöffneter Blende in den hinteren Kamerarahmen unmittelbar vor der Mattscheibenebene ein vollkommen lichtdicht abschließendes Pappstück mit einem an der Einschiebseite der Kassette befindlichen senkrechten Schlitz, dessen Breite etwa der fünfte Teil der Plattenlänge ist; er ist also in diesem Falle  $24 \times 90$  mm groß. Die Mattscheibe wird eingeschoben und in der Mitte des Schlitzes scharf, möglichst unter Zuhilfenahme einer Lupe, auf das Probeobjekt eingestellt. Dann wird die Kassette, die keine Kassettendifferenz haben darf, so weit eingesetzt, daß das erste Fünftel der Platte vor den Schlitz kommt, und der Mattscheibenteil mit Platte 2 mm gegen das Objektiv zu auf dem Laufbrette verschoben. In dieser Stellung wird die erste Aufnahme gemacht. Für die zweite wird der Mattscheibenteil um 1 mm vom Objektiv fortgerückt, und das zweite Fünftel der Platte vor den Schlitz gebracht. So fährt man fort, bis bei der letzten Aufnahme die Platte ganz eingeschoben ist, so daß sich der Schlitz vor ihrem letzten Fünftel befindet, und der Mattscheibenteil 2 mm von der Ebene der scharfen Einstellung nach hinten steht. Nach dem Entwickeln sieht man fünf gleiche Bilder auf der Platte, die jedoch verschieden scharf sind. Liegt die größte Schärfe in der Mitte, so fallen visuelles und photographisches Bild zusammen; sonst ist chemischer Fokus vorhanden, und zwar im Sinne einer Unter- oder Überkorrektion, je nachdem die ersten oder die letzten Bilder die größte Schärfe zeigen. Bei Universalobjektiven mittlerer Lichtstärke und Brennweite, wie sie für Handkameras gebraucht werden, soll der chemische Fokus keinesfalls 0,75 mm übersteigen.

Bestimmung  
des chemischen  
Fokus  
durch Einstellung  
in mehreren  
Ebenen  
des Bildraumes



Diese Methode der Einstellung in verschiedenen Ebenen des Bildraumes, die man beliebig nach den vorhandenen Hilfsmitteln abändern kann, verdient deshalb den Vorzug vor der entsprechenden der Einstellung auf verschiedene Ebenen des Objektraumes, weil man ohne Umrechnung die Größe des chemischen Fokus bei mehrmaliger Aufnahme desselben Objektes bestimmen kann.

Die chromatische Abweichung hängt von der Zusammensetzung des Lichtes ab, das bei der Aufnahme benutzt wird. Es sind also unter Umständen Lichtfilter einzuschalten und die entsprechenden Platten zu verwenden. Bei gewöhnlichem Lichte benutzt man für diese, wie für die im folgenden beschriebenen Probeaufnahmen zweckmäßig die feinkörnigen photomechanischen Platten.

## II. Die Einstellungsdifferenz.

Um den Einfluß der Abblendung auf den Ort der scharfen Einstellung festzustellen, wiederholt man die beschriebenen Aufnahmen mit abgeblendetem Objektiv. Liegt die größte Schärfe an derselben Stelle, wie bei den Aufnahmen mit voller Öffnung, so ist das Objektiv infolge des Fehlens der Zonen in der sphärischen Aberration frei von Einstellungsdifferenz, wie es auch tatsächlich bei den Anastigmaten der jüngsten Zeit der Fall ist.

Wiederholung der Aufnahmen mit verschiedenen großen Blenden

## III. Die Ausdehnung des scharfen Bildes.

Es empfiehlt sich, drei Aufnahmen auf einer so großen Platte zu machen, daß der ganze Lichtkreis übersehen werden kann; eine Aufnahme liegt in der Ebene der größten photographischen Mittelschärfe, während die Ebenen der beiden anderen 1 oder 2 mm davor und dahinter liegen. Wiederholt man diese Gruppe von Aufnahmen bei verschieden großen Blendenöffnungen, so überblickt man die Verteilung der Schärfe in der Bildebene und gewinnt einen Anhalt, wie man vielleicht durch Nachlassen in der Mittelschärfe die Ausdehnung des scharfen Bildes steigern kann. Ist die Probetafel regelmäßig eingeteilt, so

Aufnahmen in Größe des Lichtkreises und in verschiedenen Ebenen des Bildraumes

kann das Bild auch gleich auf Verzeichnung untersucht werden.

Kenn-  
zeichen  
der chro-  
matischen  
Vergröße-  
rungs-  
differenz

Hat das Objektiv chromatische Vergrößerungsdifferenz, so zeigen sich bunte Säume, die nach dem Bildrande zu stärker werden. Zur genauen Prüfung auf die Eignung des Objektivs für Dreifarbenphotographie müssen die Probeaufnahmen hinter den entsprechenden Filtern gemacht werden; die Teilbilder sollen bei einem Objektiv ohne sekundäres Spektrum gleich groß und gleich gut sein.

Not-  
wendige  
Schärfe

Es soll noch einmal wiederholt werden, daß Probeaufnahmen nur an einem ebenen Objekte gemacht werden müssen. Landschaftsaufnahmen mit Vordergrund sind zur Beurteilung der Leistungsfähigkeit eines Objektivs nicht geeignet. Welche Schärfe das Objektiv besitzen soll, hängt von den Ansprüchen ab, die man dem Zwecke entsprechend zu stellen hat. Daß man bei Reproduktionsaufnahmen die größte Schärfe verlangen muß, ist bekannt. Aber auch sonst empfiehlt es sich, möglichst mit solchen Objektiven zu arbeiten, die komafrei sind und deshalb ein größeres Auflösungsvermögen besitzen. Dies festzustellen, reicht eine genaue Betrachtung des Bildes auf der Mattscheibe mit einer höchstens 10mal vergrößernden Lupe aus. Sind die Umrisse der schwarzen Figuren geschnitten scharf und die Übergänge in die weiße Umgebung vollkommen ausgeprägt, so ist keine Koma vorhanden; sonst ist die Umgrenzung verwaschen und das Bild grau.

Wer sein Objektiv gründlich kennen lernen und ausnutzen will, sollte nicht unterlassen, diese wenigen Probeaufnahmen unter genauer Einhaltung der zur optischen Achse senkrechten Stellung der Probetafel auszuführen.

#### g) Technische Unvollkommenheiten des Objektivs.

Licht-  
fleck

Um das Vorhandensein und die Größe von Lichtflecken zu bestimmen, klebt man ein kleines Stück schwarzer Pappe etwas seitlich von der Mitte auf die matte Seite der Mattscheibe auf, stellt auf Unendlich scharf ein und bringt den Apparat so in

die Sonne, daß das Sonnenbildchen auf die schwarze Pappe fällt. Man sieht dann die Lagerung der Lichtfleck, deren Größe und Gestalt durch Lage und Abstand der Nebenbilder von der Mattscheibe und dementsprechend auch durch die perspektivische Verkürzung der Irisblende für seitlichen Anblick gegeben ist. Will man nicht auf die Sonne selbst einstellen, so empfiehlt sich die Benutzung einer mit Quecksilber gefüllten Thermometerkugel, an der sich die Sonne spiegelt.

Sehr häufig treten Reflexe auf, die von nichtgeschwärzten Stellen im Objektiv herrühren können. Aus diesem Grunde hat man, wenn man mit nur einer Satzlinse arbeitet, stets den Reflexring in das vordere Gewinde des Körperrohres einzuschrauben. Besonders gefährlich werden nicht vollkommen mattgeschwärzte Stellen im Teleobjektiv wegen der Länge des Körperrohres, sofern nicht die Kamerawände einen schädlichen Einfluß ausüben. Gerade hier empfiehlt sich auch die Anbringung einer Sonnenblende am vorderen Teile des Körperrohres. Zweckmäßig setzt man in sie mehrere Blenden hinein, deren Größe dem Kegel der einfallenden Strahlen entsprechend vom Objektiv nach außen hin zunimmt; der leichteren Handhabung halber ordnet man dieses Blendenrohr mit Teleskopzügen an, so daß es zusammengeschoben werden kann.

Reflexe an  
nichtge-  
schwärz-  
ten Objek-  
tivstellen

Es kann der Fall eintreten, daß ein Objektiv durch einen Unfall bei der Beförderung dezentriert wird und deshalb schlechte Bilder zeigt. Um es auf die Zentrierung zu prüfen, befestigt man es so an einer Drehbank, daß seine optische Achse mit der Drehungsachse zusammenfällt. Sind seine Linsen zentriert, so müssen die von den spiegelnden Linsenflächen entworfenen Bilder der Umgebung, z. B. einer brennenden Kerze, während der Drehung stillstehen. Schlagen sie, d. h. nehmen sie daran ganz oder teilweise teil, so ist dies ein Zeichen, daß nicht alle Krümmungsmittelpunkte der Linsenflächen mit der optischen Achse zusammenfallen. Dieser Fehler kann in der optischen Werkstätte, aus der das Objektiv hervorgegangen ist, leicht beseitigt werden.

Dezen-  
trierung

## h) Die Stellung des Lichtfilters zum Objektiv.

Lichtfilter  
als plan-  
parallele  
Platten

Ein Lichtfilter kann entweder zwischen Gegenstand und Objektiv, oder zwischen Objektiv und Bild gestellt werden. In das Objektiv hinein soll es auf keinen Fall gesetzt werden, da es als planparallele Platte eine Veränderung des Lichtweges zwischen den Linsenteilen bewirkt, die die Leistungsfähigkeit jedes Anastigmaten beeinträchtigen würde. Nur bei Objektiven vom Typus des Aplanaten mit großem Linsenabstand ist die durch das Filter hervorgerufene Verlängerung des Abstandes der beiden Hälften nicht schädlich.

Stellung  
bei Abbil-  
dung in  
natür-  
licher  
Größe

Stellt man den Gegenstand so gegen das Objektiv auf, daß seine Abbildung in natürlicher Größe erfolgt, so ist die durch das Einschalten des Filters hervorgerufene Verschiebung des Bildes gleich groß, gleichgültig ob man es vor oder dicht hinter dem Objektiv benutzt. Ändert man aber den Linsenabstand, so muß die Verschiebung des Bildes geringer sein, wenn das Filter zwischen dem Objektiv und dem weiter entfernten der beiden konjugierten Punkte steht. Bei Landschaftsaufnahmen wird das Bild also nur sehr wenig verschoben, wenn sich das Filter vor dem Objektiv befindet. Empfiehlt es sich in diesem Falle, dem Filter diese Stellung zu geben, so kann doch der Kamera- bau oder die Anbringung eines Verschlusses auf die Einschaltung des Filters hinter dem Objektiv führen.

Soll das vom Objektiv entworfene Bild nicht verschlechtert werden, so muß das Filter als optisches Präzisionsinstrument hergestellt sein und lediglich als planparallele Platte wirken. Stellt man es jedoch in die Bildebene, so wird der schädliche Einfluß etwaiger Abweichungen von der Planparallelität aufgehoben; allerdings muß dann das Filter die Größe der Platte haben.

Scharfe  
Einstel-  
lung mit  
dem Filter

In jedem Falle wird das Bild aus der Mattscheibenebene durch die Einschaltung des Filters hinausgerückt, so daß man den Kameraauszug vergrößern muß. Es soll deshalb stets mit dem Filter scharf eingestellt werden; dadurch wird auch eine etwaige Linsenwirkung des Filters bei Abweichung von der Planparallelität berücksichtigt.

## Register.

- A**bbe, E. 62, 72, 83, 102, 124.  
Abbildung 5, 43.  
Abblendung, Grenze der 94, 159.  
Ablenkung des gebrochenen Strahles 16.  
Ablenkung, kleinste im Prisma 24.  
Absorption 13, 22, 149.  
Abstand von Objekt und Bild 47, 168.  
Abstufung der Blenden 88.  
Achse eines Lichtbüschels 2.  
Achromasie 107.  
Achromat 106.  
—, Alt 106, 113.  
—, Neu 124.  
Adon 160.  
Äquatorealer Hauptschnitt 64.  
Äquivalentbrennweite 44, 53.  
Alethar 146.  
Anamorphot 80.  
Antiplanet 122.  
Anastigmat 118, 123, 125, 147.  
Aperturblende 73.  
Aplanat 114.  
Aplanatische Punkte 63.  
Aplanatsatz 120.  
APOCHROMAT 109, 146.  
Architekturen, Aufnahme von 7.  
Aristostigmat 139.  
Astigmatische Deformation 64.  
Astigmatismus, graphische Darstellung des 67.  
Astrophotographie 32, 85, 108.  
Austrittspupille 73.
- B**eleuchtete Körper 1.  
Belichtungszeit bei der Lochkamera 9, 10.  
— beim Teleobjektive 157.  
— bei Vergrößerungen 87.  
Betrachtungsweite 75.  
Beugung des Lichtes 8, 94, 98.  
Bildausdehnung 173.  
Bilddurchmesser 164.  
Bildfeldwölbung 70.  
Bildraum 5.  
Bildschärfe photographischer Objektiv 54.  
Bildwinkel, Bestimmung des 163.  
Bistelar 160.  
Blende 72.  
Blendenteilung 128.  
Brechung, Gesetz der 15.  
Brennlinie 31.  
Brennpunkt 27, 36.  
Brennpunkt Abstand 38, 161.  
Brennweite 28, 36, 161.  
Brennweite für ein Format 170.  
Brillianz 63.  
Busch, E. 135, 139, 160.
- C**elor 135.  
Chemischer Fokus 108, 113, 172.  
Chromatische Vergrößerungsdifferenz 116, 174.  
Clark, Alvan G. 140.  
Convertible Lens von Watson 130.  
Cooke-Linse 142.
- D**achkantenprisma 25.  
Dallmeyer, F. R. 160.  
Dallmeyer, J. H. 121.  
Deckglas, für Mikroskopie 21.  
Dezentrierung 175.  
Diffuse Reflexion 1, 12.  
Dispersion 101.  
Dispersion, partielle 102.  
Distortion 6.  
Divergenz 2.  
Doppelanastigmat 127, 130.  
Doppelobjektiv 51.  
Doppelprotar 128.  
Doublet 125.  
Dreifarbenaufnahmen 109.  
Durchscheinende Stoffe 13.  
Durchsichtigkeit 12.  
Dynar 145.

- E**infallsebene 14.  
 Einfallshöhe 55.  
 Einfallswinkel 14.  
 Einstellregel von -F. Stolze 98.  
 Einstellung 96.  
 Einstellungs-differenz 59, 173.  
 Einstellungsebene 74.  
 Eintrittspupille 73, 86.
- F**arbenabweichungen 99.  
 Farbenzerstreuung 101.  
 Farbfilter 21, 176, 180.  
 Feinkühlung 104.  
 Format 164, 170.  
 Formeln für Lage und Größe des Bildes 44.  
 Fortpflanzungsgeschwindigkeit des Lichtes 99.  
 Fraunhofer 100, 101.  
 Fraunhofersche Linien 100.  
 Fricke, H. 26.
- G**alileisches Fernrohr 153.  
 Gaussischer Typus 137.  
 Geometrische Optik, Grenzen der 9.  
 Geschwindigkeit des Lichtes 1.  
 Gesichtsfeldblende 83.  
 Gestalt der Blendenöffnung 88.  
 Glas, optisches 101.  
 Glaspaar, anomales 124.  
 Glaspaar, normales 123.  
 Goerz, C. P. 130, 133, 146.  
 Grenzwinkel der totalen Reflexion 17.
- H**arting, H. 144, 145.  
 Hauptpunkte 38, 162.  
 Hauptpunkt-**a**bstand 50.  
 Hauptschnitt eines Prismas 23.  
 Hauptschnitte 64.  
 Hauptstrahl 63, 75.  
 Heliar 144.  
 Helligkeit 7, 80.  
 Helligkeitsabfall 11.  
 Höegh, E. von 127, 129, 133, 135, 140.  
 Homozentrisches Lichtbündel 2.  
 Hypergon 84, 133.  
 Hyperchromatische Linse 138.
- I**ntervall, optisches 154.  
 Irisblende 73.  
 Isotropes Medium 1.
- K**atakaustik 31.  
 Kaustik 18.  
 Kollinear 129, 131, 146.  
 Kollineation 43.  
 Kollmorgen, H. 139.  
 Koma 68, 136.  
 Konjugierter Punkt 35.  
 Konkavspiegel 27.  
 Konvexspiegel 33.  
 Konvergenz 2.  
 Korrektionszustand, Bestimmung des 171.  
 Krümmungsmaß 41.  
 Krüss, H. A. 152.  
 Kugelflächen 26.
- L**andschaftslinsen 74, 113.  
 Leuchtende Körper 1.  
 Lichtbündel 2.  
 Lichtfilter, Stellung des 176.  
 Lichtfleck 149, 174.  
 Lichthof 22.  
 Lichtkreis 83, 163.  
 Lichtquellen 1.  
 Lichtstärke 86.  
 Lichtstrahl 9.  
 Linear von Rietzschel 131.  
 Linse 34.  
 Linsendicke 34.  
 Linsenformen 39.  
 Lochkamera 4.  
 Luftlinse 46.  
 Lummer, O. 85, 124.
- M**artin, K. 139, 160.  
 Maßstab der Abbildung 47.  
 Mattscheibenebene 74.  
 Meniskus 40, 112, 132.  
 Meridionaler Hauptschnitt 64.  
 Meyersche Werkstätte 139.  
 Minimum der sphärischen Abweichung 56.  
 Mittelschärfe 148.  
 Monokel 113.

- Nebenbilder** 149, 175.  
 Newton 99.  
 Nulllinsen 38.  
 Nullstrahlen 30.
- Objektive für visuelle Zwecke** 54.  
 Objektive, photographische 111.  
 Objektivfilter 21.  
 Objektraum 5.  
 Öffnungsverhältnis, Bestimmung des 163.  
 Öffnungsverhältnis, Zusammenhang mit der Brennweite 60.  
 Omnar 139.  
 Optische Achse 34.  
 Optische Dichte 14.  
 Orthoskopie 6, 77.  
 Orthostigmat 129, 131, 146.  
 Oxyn 145, 146.
- Pantoskop** 135.  
 Parabolischer Spiegel 32.  
 Paraxiale Strahlen 30.  
 Periskop 119.  
 Perspektive 75, 76, 156.  
 Perspektivische Störungen 11.  
 Petzval, J. 120.  
 Petzvalsche Bedingung 132.  
 Photometrisches Grundgesetz 3.  
 Planar 138, 146.  
 Planparallelplatte 19.  
 Plattenkorn 95.  
 Polieren 12.  
 Porro, J. 154.  
 Porträtanastigmat 142.  
 Porträtaplanat 117, 121.  
 Porträtobjektiv von J. Petzval 120.  
 Prisma 22.  
 Probeaufnahmen 174.  
 Probeobjekt 171.  
 Projektionsobjektiv 121.  
 Protar 124.  
 Protarsatz 126.  
 Pseudobrennweite 132.  
 Pupille 73.
- Rechtläufige Abbildung** 29.  
 Reduktion, Maßstab der 47, 168.
- Reflexe 175.  
 Reflexion, Gesetze der 13.  
 Reflexionswinkel 14.  
 von Rohr, M. 57, 62, 64, 67, 74, 76, 91, 112, 151, 180.  
 Rotationsblende 73.  
 Rudolph, P. 89, 90, 124, 126, 128, 138, 141, 144, 158.  
 Rückläufige Abbildung 29.
- Satz, Linsen-** 127.  
 Serien, Objektiv- 117.  
 Sinusbedingungen, Abbesche 62.  
 Sonnenblende 175.  
 Spannung des Glases 104.  
 Spektrum 99, 100.  
 Spektrum, sekundäres 107.  
 Sphärische Aberration 31, 55.  
 Spiegel, ebener 18.  
 Spiegelbild, Konstruktion 28.  
 Spiegelreflexkamera 148.  
 Spiegelverkehrung 25.  
 Symmetrisches Objektiv 78, 114.  
 Syntor 135.
- Scheffler, H.** 131.  
 Schirmabstand bei der Lochkamera 10.  
 Schlieren 104.  
 Schmelzverfahren 103.  
 Schnittweite 50.  
 Schott, O. 102, 105, 124.
- Stärke einer Linse** 41.  
 Steinheil, A. 114, 119, 122, 163, 168.  
 Steinheil, R. 131, 142.  
 Sternblende 82.  
 Stolze, F. 82, 89, 98.  
 Strahlenbegrenzung 72.
- Taylor, H. Dennis** 142.  
 Taylor, Taylor & Hobson 143.  
 Telenegativ 154.  
 Teleobjektiv 51, 153.  
 Telepositiv 154.  
 Teleskopisches System 52.  
 Tessar 144, 146.  
 Tiefe 6, 91.

- Tiefenschärfe 90.  
 Totale Reflexion 17, 24.  
 Tripleanastigmat 142.  
 Triplet 142.
- Umkehrbarkeit** des Lichtweges 2.  
 Unar 141.  
 Universalobjektive 147.  
 Unofokal 142.  
 Unschärfe, zulässige 97.  
 Unterscheidungsvermögen des Auges 10, 92.
- Verant** 76.  
 Vergrößerung 45.  
 Vergrößerungslinsen 52.  
 Verkitten 39.  
 Verkittete Linsen 152.  
 Verzeichnung 6, 78.  
 Verzeichnungsfreiheit der symmetrischen Objektive 114.  
 Verzerrung 7, 80.
- Vignettieren 11, 82.  
 Voigtländer & Sohn, A.-G. 131, 144.  
 Vorderblende 74.
- Weitwinkel** 118, 125.  
 Wellenlänge 100.  
 Wirksame Öffnung 86.  
 Wollaston 112.
- Zählweise** der Radian 35.  
 Zeiß, Optische Werkstätte 89, 125, 138, 141, 144, 160, 155, 180.  
 Zentrieren 34.  
 Zerstreuungskreis 5, 58.  
 Zincke, H., gen. Sommer 121.  
 Zonen der sphärischen Aberration 60, 58.  
 Zonen in der Verzeichnung 79.  
 Zschokke, W. 146.  
 Zusammensetzung optischer Systeme 51.

### Berichtigung.

- Seite 55, Zeile 12 lautet: Die sphärische Abweichung eines axialen Büschels.  
 „ 80, „ 28 „ Die Helligkeit des Bildes.  
 „ 89, „ 19 „ Systeme wie 10 : 16 verhalten.  
 „ 91, „ 11 einzuschalten: siehe M. von Rohr, Zur Geschichte und Theorie des photographischen Teleobjektives, Weimar, 1897.  
 „ 162, „ 4 einzuschalten: Hat man eine Kamera mit festem Auszuge, so wird das Objektiv in einer Fassung mit Schnecken- gang verschoben. Einzelheiten über die verschiedenen Fassungen der photographischen Objektive geben die Preislisten der optischen Werkstätten.  
 „ 162, „ 11 fortzulassen: genau.  
 „ 176, „ 34 einzuschalten: Um die Abweichung in der Lage der Mattscheibenebene und der lichtempfindlichen Schicht bei dem Arbeiten mit Rasterplatten (Autochromverfahren von Lumière) aufzuheben, gibt man nach dem Vorgange von Carl Zeiß dem Filter eine schwach zerstreue Wirkung.





*[Faint, illegible text, likely bleed-through from the reverse side of the page]*

*[Faint, illegible section header]*

*[Faint, illegible text, likely bleed-through from the reverse side of the page]*

X

SLUB DRESDEN



3 2509475

Fragment of a white label on the right edge of the book cover, containing some illegible text and a vertical line.